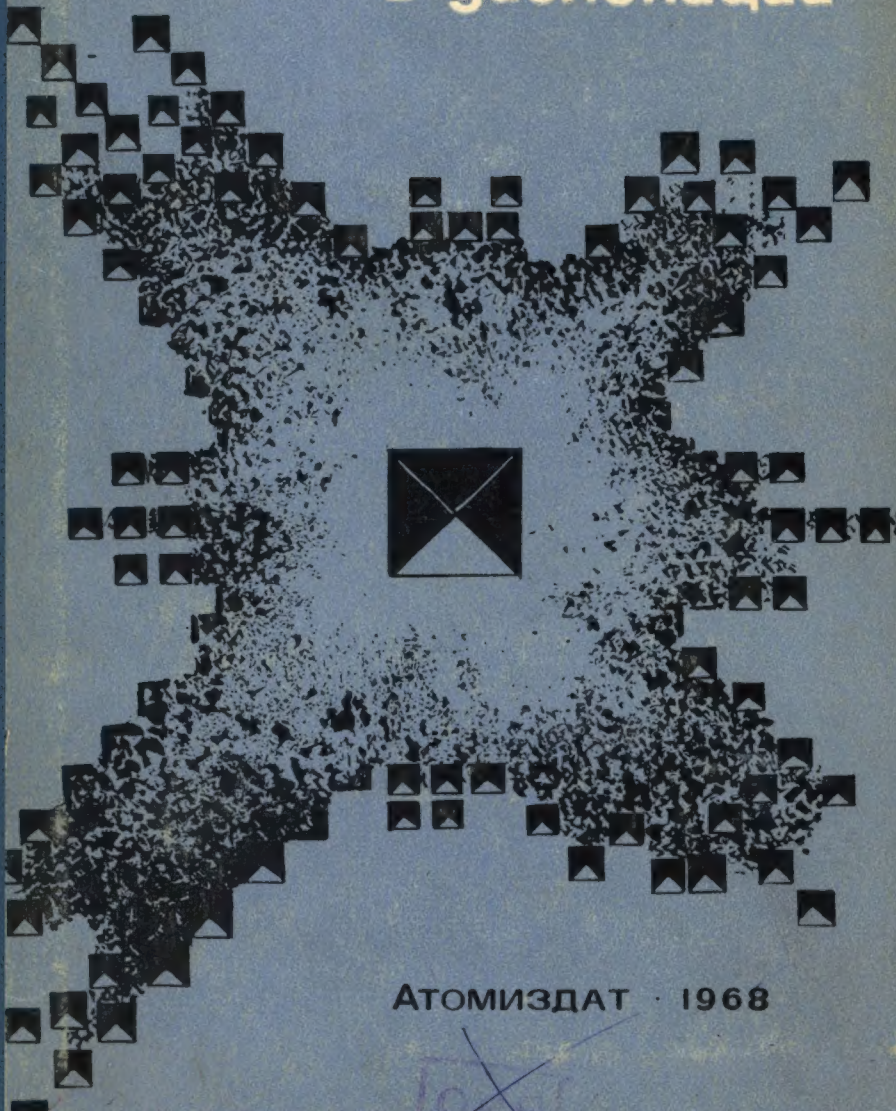


X 174

Д. ХАЛЛ

# Введение в дислокации



АТОМИЗДАТ · 1968

1363234

met









Д. ХАЛЛ

221-1117

552  
X 174

# ВВЕДЕНИЕ В ДИСЛОКАЦИИ

(СТРУКТУРА И СВОЙСТВА ДИСЛОКАЦИЙ)

*Перевод с английского*

**В. С. ХАЙМОВИЧ**

*Под редакцией д-ра техн. наук*

**В. Н. БЫКОВА**



**АТОМИЗДАТ**  
**МОСКВА 1968**

# Introduction to Dislocations

by

DEREK HULL

PERGAMON PRESS

OXFORD · LONDON · EDINBURGH · NEW YORK

Свердловская областная  
университетская научная библиотека  
им. Н. Г. Баранского  
РАЗРЕШЕНО Копировать

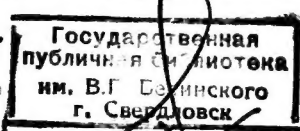
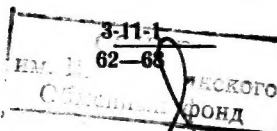
Акт № 21  
Подпись

Введение в дислокации. Д. Халл. Атомиздат, 1968, 280 стр.

В книге дается систематическое изложение структуры и свойств дислокаций. Рассмотрены экспериментальные методы выявления и наблюдения дислокаций, особенности поведения дислокаций в кубических, гексагональных и других структурах, движение и взаимодействие дислокаций между собой и с другими дефектами, а также комплекс вопросов прочности и упрочнения кристаллов с участием дислокаций.

Книга построена на основе курса лекций по дефектам и механическим свойствам кристаллов. Она может быть рекомендована студентам и научным работникам, занимающимся вопросами физики металлов и металловедения. Книга будет полезна как тем, кто знакомится с дислокациями впервые, так и тем, кто глубоко изучает структуру и свойства дислокаций.

Рис. 171, библиография 198 наименований



13632347

## ОТ РЕДАКТОРА ПЕРЕВОДА

Все реальные кристаллы содержат разнообразные несовершенства структуры: точечные дефекты, дислокации, поверхности раздела и др. Многие типы несовершенств образуются в металлах в процессе их производства, а также термической обработки, деформации или облучения и в значительной мере определяют их физические и механические свойства. Именно поэтому в последнее время изучению природы дефектов, характера их распределения в кристаллах и установлению количественных соотношений их с макросвойствами монокристаллов или технических материалов посвящается все возрастающее количество работ.

Среди дефектов структуры особое место занимают дислокации. Изучение свойств дислокаций, понимание их поведения при воздействии различных внешних факторов дает ключ к объяснению многих проблем физики металлов и металловедения. Достаточно сказать, что только после появления предположения о существовании дислокаций в кристаллах стало возможным создание наиболее плодотворной теории пластической деформации кристаллических материалов. Известная зависимость сопротивления деформации от количества дефектов (дислокаций), содержащихся в кристалле, позволяет определить условия создания материалов, обладающих заданным комплексом механических свойств в

широком интервале: от практически реализуемой прочности до теоретической (идеальные, бездефектные кристаллы).

Предлагаемая советскому читателю книга Д. Халла освещает широкий круг вопросов по дислокациям: геометрию дислокаций, их свойства и взаимодействие между собой и с другими дефектами. Значительное место в книге уделяется прочности кристаллов и упрочнению с участием дислокаций.

Название оригинала «Introduction to dislocations» в дословном переводе неудачно, так как «Введение в дислокации» по-русски не звучит и в настоящее время не принято, хотя, по-видимому, оно может отражать характер построения и содержание книги. Мы сочли возможным сохранить название оригинала «Введение в дислокации», введя подзаголовок на титульном листе «Структура и свойства дислокаций».

В переводе полностью сохранен объем и построение оригинала. Книга снабжена библиографией наиболее важных работ к каждой главе.

В основу книги, как указывает автор, положен курс лекций по дефектам и механическим свойствам кристаллов, прочитанный студентам-металлофизикам. Систематическое изложение основ предмета о дислокациях и их приложениях с учетом результатов работ, вышедших к моменту издания книги (1965 г.), делает ее цельной и вполне самостоятельной даже при наличии широко известных монографий А. Х. Коттрелла, В. Т. Рида и Ж. Фриделя. Вышедшая в 1967 г. в русском переводе книга Ж. Фриделя (издана в 1964 г.) является несомненно наиболее фундаментальной монографией, предназначенной для научных работников и инженеров, занимающихся исследованиями в области физики и химии кристаллов. Дополнение редактора и обширная библиография новейших исследований еще более повышают ценность книги.

Настоящая книга в первую очередь может быть рекомендована студентам, изучающим физику металлов и металловедение. Она будет полезным пособием как для тех, кто знакомится с дислокациями в рамках общего курса, так и для тех, кто глубоко изучает структуру, свойства дислокаций и различные аспекты их приложения. Нельзя не отметить, что учение о дислокациях, относительно молодая область физики металлов, пронизывает сегодня многочисленные разделы науки о твердом теле и совершенно необходима всем активно работающим инженерам и научным работникам. В предлагаемой книге можно найти необходимые сведения о дислокациях в систематическом и доступном изложении.

*В. Быков*

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Хотя предположение о существовании дислокаций в кристаллах впервые возникло 30 лет тому назад, важность этого обстоятельства осознали только в последние 15 лет. В настоящее время стало очевидным, что понимание поведения дислокаций существенно для всех аспектов изучения кристаллических материалов. Дислокации перестали быть предметом отдельных исследований, они вошли в обычные университетские и технические курсы. Литература о дислокациях весьма обширна. В первую очередь следует упомянуть о двух фундаментальных монографиях А. Х. Коттрелла и В. Т. Рида, обе опубликованы 10 лет тому назад; кроме того, написано большое число отдельных работ на эту тему. Хотя многие аспекты идей, связанных с дислокациями, находятся еще в состоянии разработки, основа дислокационной модели, базирующаяся на теоретическом анализе и экспериментальных наблюдениях, уже создана, и она составляет фундамент многочисленных новых теорий и гипотез, выдвигаемых в настоящее время. Некоторые проблемы теории дислокаций еще до сих пор требуют своего разрешения, тем не менее основные ее положения в будущем вряд ли будут отвергнуты или значительно изменены, в частности, это относится к вводным построениям.

Основой этой книги послужил курс лекций по дефектам и механическим свойствам кристаллов, который читался студентам-металлофизикам. Часть этого материала давалась в вводных курсах по свойствам материалов физикам и механикам. Важно, чтобы студенты ясно представляли себе трехмерную геометрию дислокаций в кристаллах, из этого я исходил при выборе ме-

тогда построения книги. Овладев такими представлениями, можно качественно решить многие проблемы, связанные с дислокациями.

В книге рассматриваются геометрия, свойства и поведение дислокаций в кристаллах. В первой части описаны геометрия, движение и упругие свойства дислокаций, а также методы наблюдения и изучения дислокаций. Затем более детально рассматриваются свойства дислокаций в конкретных структурах: гранецентрированной кубической, гексагональной плотноупакованной, объемноцентрированной кубической решетках, ионной и слоевой структурах, а также в сверхструктурах. Две главы посвящены описанию основных особенностей дислокаций, связанных с их движением, таких, как пересечение их с другими дислокациями, образование порогов и размножение дислокаций. В последующих главах описываются геометрия и свойства дислокационных комплексов. В конце книги рассматривается взаимодействие между дислокациями, а также взаимодействие дислокаций с другими несовершенствами в кристалле (примесями, точечными дефектами), подсчитывается напряжение, необходимое для движения дислокаций в кристалле.

Насколько это было возможно, книга написана в форме учебника для старших курсов. Однако часть материала выходит за эти рамки. Мне представляется это желательным, так как подводит студента к дальнейшему изучению данного предмета. При чтении более узких курсов можно использовать первые четыре главы данной книги, а остальные главы частично.

К каждой главе дана библиография. Перечисленные книги и отдельные статьи отобраны с целью дать студентам возможность сделать дальнейший шаг в изучении предмета. Кроме того, в перечисленной литературе рассматриваются некоторые аспекты, находящиеся еще на стадии обсуждения, а также пути приложения дислокационной теории к решению практических вопросов.

Для того чтобы собрать всю имеющуюся информацию, естественно, в основном были использованы данные других авторов, опубликованные и неопубликованные. Особенно часто я обращался к уже упомянутым монографиям Коттрелла и Рида. Многие интересные и принципиально важные результаты были получены в то



время, когда я принимал участие в работе группы облучения в Харуэлле. Группой руководил А. Х. Коттрелл, в нее входили М. А. Адамс, Р. С. Барнс, М. У. Макни, Р. Е. Смолман и М. Дж. Томпсон. Я считаю своим долгом выразить благодарность коллегам за их стимулирующее сотрудничество. Надеюсь, что я не забыл упомянуть всех тех, кто публикацией своих работ внес вклад в содержание данной книги.

Большую пользу я получил от сотрудничества с В. С. Оуэном, который любезно просмотрел рукопись и сделал ряд ценных замечаний. Должен также поблагодарить И. Л. Могфорда и Р. Д. Гарвуда, которые прочитали рукопись целиком, а также многих друзей из Ливерпуля, ознакомившихся с отдельными разделами книги.

Книга такого рода невозможна без множества иллюстраций. Я благодарен всем авторам и издателям, которые разрешили использовать их материалы. В подписях указаны работы, из которых были взяты рисунки. Особенно я благодарен многочисленным друзьям, приславшим мне копии своих негативов.

*Дерек Халл*

## Глава 1

### ДЕФЕКТЫ В КРИСТАЛЛАХ

#### 1.1. КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ

Металлы и большинство неметаллических твердых тел представляют собой кристаллы, характеризующиеся трехмерной периодичностью расположения атомов. Конкретное расположение атомов называется кристаллической структурой. Кристаллическая структура большинства чистых металлов проста; три наиболее распространенные структуры металлов: объемноцентрированная кубическая, гранецентрированная кубическая и гексагональная плотноупакованная — описаны в разделе 1.2. В противоположность этому, структура некоторых сплавов, интерметаллидов и неметаллических соединений часто сложна.

Расположение атомов в кристалле можно описать с помощью трехмерной сетки прямых линий, как показано на рис. 1.1, а. Прямые делят пространство на параллелепипеды равного размера, пересечения линий (узлы) образуют *пространственную решетку*. Каждая эквивалентная точка пространственной решетки имеет идентичное окружение. В простых структурах пространственная решетка построена обычно таким образом, что узлы решетки соответствуют положениям атомов в кристалле (в общем случае атомы не обязательно расположены в узлах решетки). Такой параллелепипед называется элементарной ячейкой, если кристалл можно построить последовательной трансляцией в трех направлениях идентичных элементарных ячеек.

Положение плоскостей, направлений и узлов в решетке можно описать, используя элементарную ячейку и три главные оси  $x$ ,  $y$  и  $z$  (см. рис. 1.1, б). Элементарные трансляции по осям  $OA=a$ ,  $OB=b$  и  $OC=c$

являются параметрами решетки, вместе с углами  $\angle BOC = \alpha$ ,  $\angle COA = \beta$  и  $\angle AOB = \gamma$  они полностью определяют размер и форму ячейки.

Любая плоскость  $A'B'C'$  на рис. 1.1, б может быть определена отрезками  $OA'$ ,  $OB'$  и  $OC'$ , отсекаемыми ею на трех главных осях. Обычными обозначениями здесь

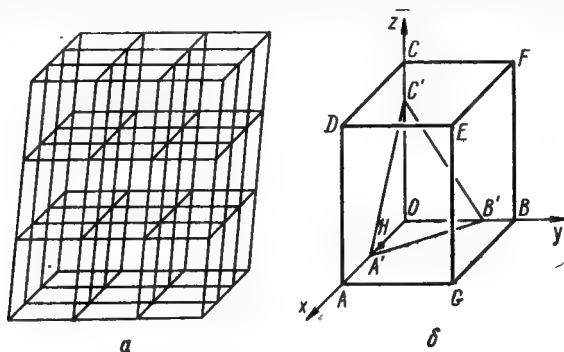


Рис. 1.1.

а — пространственная решетка; б — элементарная ячейка. Указаны направления главных осей.

являются *индексы Миллера* — обратные отношения отрезков, отсекаемых искомой плоскостью на осях к трансляциям элементарной ячейки. Так, плоскость  $A'B'C'$  обозначается как

$$\left( \frac{OA}{OA'}, \frac{OB}{OB'}, \frac{OC}{OC'} \right),$$

эти числа затем приводятся к трем простым наименьшим целым кратным. Плоскость  $ACB$

$$\left( \frac{OA}{OA}, \frac{OB}{OB}, \frac{OC}{OC} \right)$$

в индексах Миллера записывается как плоскость (111). Подобно этому плоскость  $DFBA$

$$\left( \frac{OA}{OA}, \frac{OB}{OB}, \frac{OC}{\infty} \right)$$

как (110); плоскость  $DEGA$

$$\left( \frac{OA}{OA}, \frac{OB}{\infty}, \frac{OC}{\infty} \right)$$

как (100), и плоскость  $HCB$ , где  $OH = OA/2$ ,

$$\left( \frac{OA}{OH}, \frac{OB}{OB}, \frac{OC}{OC} \right)$$

как (211). Плоскости  $ABC$ ,  $ABE$ ,  $CEA$  и  $CEB$  записываются как (111), ( $\bar{1}\bar{1}\bar{1}$ ), ( $\bar{1}\bar{1}1$ ) и ( $\bar{1}1\bar{1}$ ) соответственно, они составляют группу плоскостей одного типа и обозначаются как {111}.

Знак минус над индексом указывает, что плоскость пересекает ось в точке с отрицательной координатой.

Некоторое направление  $LM$  на рис. 1.2 описывается линией  $OE$ , параллельной  $LM$  и проходящей через начало координат. Направление обозначается тремя наименьшими кратными целыми, представляющими отношения проекций  $OE$  на три главные оси, а именно  $OA$ ,  $OB$  и  $OC$ , к трансляциям элементарной ячейки. Так, если элементарная ячейка имеет трансляции  $OA$ ,  $OB$  и  $OC$ , то направление  $LM$  обозначается как

$$\left[ \frac{OA}{OA}, \frac{OB}{OB}, \frac{OC}{OC} \right],$$

или [111]. При обозначении направлений используются квадратные скобки. Направления  $CG$ ,  $AF$ ,  $DB$  и  $EO$  записываются [ $\bar{1}\bar{1}\bar{1}$ ], [ $\bar{1}11$ ], [ $1\bar{1}\bar{1}$ ] и [ $11\bar{1}$ ] соответственно, они составляют систему направлений одного типа, обозначаемую  $\langle 111 \rangle$ . Подобно этому направление  $CE$  записывается как

$$\left[ \frac{CD}{OA}, \frac{CF}{OB}, \frac{0}{OC} \right],$$

или [110], направление  $AG$  как

$$\left[ \frac{0}{OA}, \frac{AG}{OB}, \frac{0}{OC} \right],$$

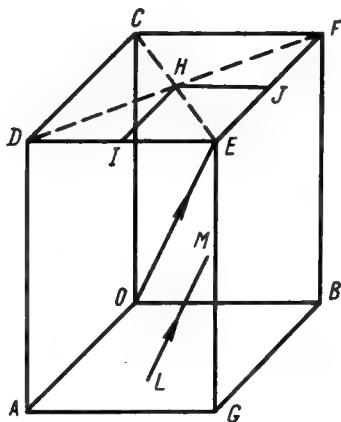


Рис. 1.2. Элементарная ячейка, иллюстрирующая метод описания направлений и узлов.

или  $[010]$ , и направление  $GH$  как

$$\left[ \frac{EI}{OA}, \frac{EJ}{OB}, \frac{GE}{OC} \right],$$

или  $[112]$ .

Любая точка в кристалле описывается смещениями от трех главных осей, составляющими доли трансляций элементарной ячейки. Центр ячейки на рис. 1.2— $1/2, 1/2, 1/2$ , а точки  $F, E, H$  и  $I$ — $0,1,1; 1,1,1; 1/2, 1/2,1; 1,1/2,1$  соответственно.

## 1.2. ПРОСТЫЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ

При описании кристаллических структур атомы рассматриваются как жесткие сферы, которые изменяют размер в зависимости от порядкового номера элемента. В модели жестких шаров параметры элементарной ячейки можно определять через радиус шара  $r$ . На чертежах, изображающих кристаллические структуры, атомы обозначены в виде маленьких темных или большего размера светлых кружков, для трехмерного и двумерного изображений соответственно. Многие кристаллические структуры можно описать с помощью наложения атомных слоев с идентичным расположением атомов в каждом слое. На двумерном чертеже положения атомов в слоях, лежащих выше и ниже плоскости чертежа, изображены маленькими зачерненными кружками. Для того чтобы определить последовательность укладки атомных слоев, фиксируют один слой, обозначая его как слой  $A$ , все другие слои в идентичном положении также обозначают  $A$ . Другие слои атомов в данной последовательности обозначают как  $B, C, D$  и т. д.

В *простой кубической структуре*, изображенной на рис. 1.3, атомы расположены в вершинах элементарной ячейки. Рисунки 1.3, б и 1.3, в показывают расположение атомов в плоскостях  $(100)$  и  $(110)$  соответственно. Атомы касаются вдоль направлений  $\langle 001 \rangle$ , поэтому параметр решетки  $a$  равен удвоенному атомному радиусу  $r (a=2r)$ . Атомы в соседних плоскостях  $(100)$  находятся в идентичных положениях по отношению к направлению, перпендикулярному к этой плоскости, так что последовательность укладки плоскостей  $(100)$ — $AAA...$  Атомы в соседних плоскостях  $(110)$  смещены на

$(1/2) a \sqrt{2}$  вдоль направления  $[\bar{1}10]$  друг относительно друга, расстояние между атомами вдоль  $[\bar{1}10] — a \sqrt{2}$ . Отсюда следует, что атомы расположены в одинаковых

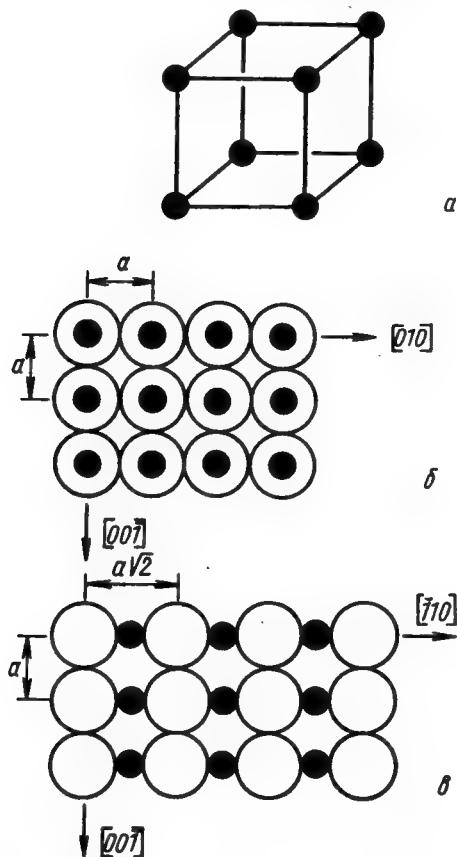


Рис. 1.3. Простая кубическая структура:  
а — элементарная ячейка; б — расположение атомов в слоях (100); в — расположение атомов в слоях (110).

положениях относительно направления, перпендикулярного к плоскости (110) в каждой второй плоскости, поэтому последовательность укладки плоскостей (110) можно записать как  $ABABAB...$

В *объемноцентрированной кубической решетке* атомы расположены в вершинах элементарной ячейки и в центральном положении  $1/2, 1/2, 1/2$  (рис. 1.4). Атомы касаются вдоль направлений  $\langle 111 \rangle$ , это направление называется направлением плотнейшей упаковки. Параметр решетки  $a = 4r/\sqrt{3}$ , и расстояние между атомами вдоль направлений  $\langle 110 \rangle$  равно  $a/\sqrt{2}$ . Последовательность укладки плоскостей  $\{100\}$  и  $\{110\}$  — *ABABAB...* (рис. 1.4, б). Особый интерес представляет укладка плоскостей типа  $\{112\}$ . Рисунок 1.5 показывает две объемноцентрированные кубические ячейки и положение плоскостей  $\{\bar{1}\bar{1}\bar{2}\}$ . В кубических структурах индексы направлений, перпендикулярных к плоскости, такие же, как и у плоскости; поэтому, если рассматривать плоскости  $(\bar{1}\bar{1}\bar{2})$  вдоль направления  $[\bar{1}\bar{1}\bar{2}]$ , то мы получим расположение атомов в последовательных слоях. Из чертежа видно, что последовательность укладки плоскостей  $(\bar{1}\bar{1}\bar{2})$  — *ABCDEFAB...*, расстояние между плоскостями равно  $a/\sqrt{6}$ .

В *гранецентрированной кубической структуре*, показанной на рис. 1.6, атомы расположены в узлах элементарной ячейки и в центрах граней куба в положениях типа  $0, 1/2, 1/2$ . Атомы касаются вдоль направлений  $\langle 011 \rangle$ . Параметр решетки равен  $a = 2r\sqrt{2}$ . Последовательность укладки плоскостей  $\{100\}$  и  $\{110\}$  — *ABABAB...*, а последовательность укладки плоскостей  $\{111\}$  — *ABCABC...* Эта последовательность иллюстрируется рис. 1.6, б и 1.6, в. Атомы в плоскостях  $(111)$  имеют наиболее плотную из возможных упаковок и содержат три плотнейших направления с углом  $60^\circ$  между ними.

*Плотноупакованная гексагональная структура* более сложна, чем кубические структуры, но ее можно описать очень просто, если рассмотреть последовательность укладки. Решетка образована последовательностью *ABABAB...* плотноупакованных плоскостей, подобных плоскости  $(111)$  в гранецентрированной кубической решетке. На рис. 1.7, а гексагональная решетка показана как последовательность *ABA*; выделена элементарная ячейка. Атомы расположены в узлах элементарной ячейки и в положениях с координатами  $2/3, 1/3, 1/2$ . Гранецентрированная кубическая структура может быть по-



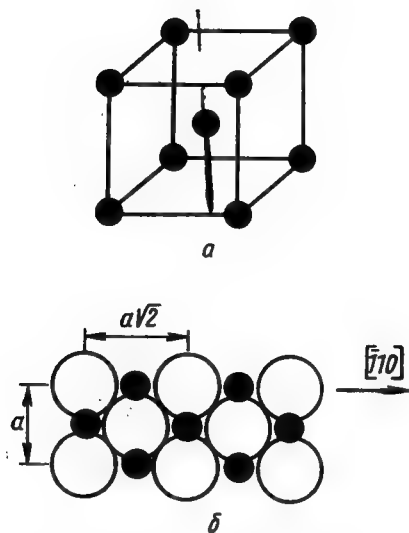


Рис. 1.4. Объемноцентрированная кубическая структура:  
 $a$  — элементарная ячейка;  $b$  — расположение атомов в слоях  $(110)$ .

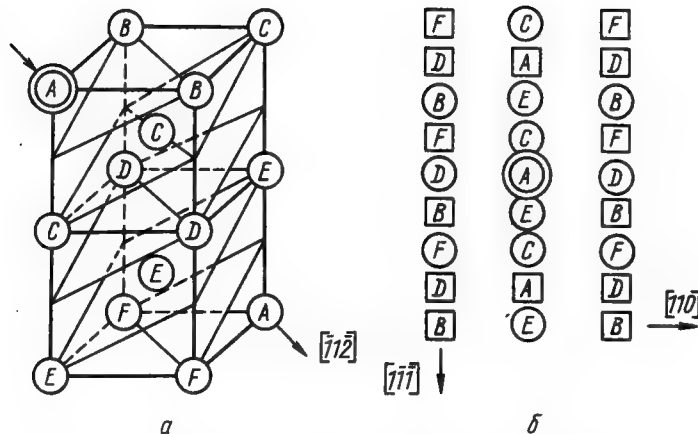


Рис. 1.5. Схема последовательности укладки слоев  $(1\bar{1}\bar{2})$  в объемноцентрированной кубической структуре:  
 $a$  — две элементарные ячейки, показывающие положение плоскостей  $(11\bar{2})$ ;  $b$  — положение атомов в слое  $(11\bar{2})$ . Атомные места, обозначенные кружками, содержатся в ячейках, показанных на рис. 1.5,  $a$ , обозначенные квадратами — не содержатся.

лучена из гексагональной плотноупакованной структуры изменением последовательности укладки от  $ABABAB...$  на  $ABCABCABC...$ . В модели жестких шаров отношение длины осей  $c$  и  $a$  гексагональной структуры равно 1,666. На практике в плотноупакованных металлах отношение осей изменяется между 1,57 и 1,85. Эти изме-

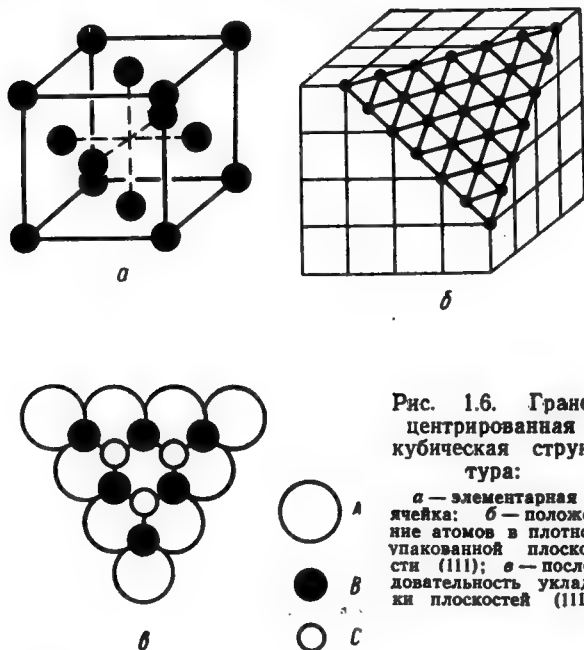


Рис. 1.6. Гранецентрированная кубическая структура:

нения появляются из-за того, что модель жестких шаров дает только приблизительную величину межатомных расстояний, не учитывая зависимости их от электронной структуры атомов. Плоскости и направления в гексагональной решетке обычно относят к четырем осям  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $a_3$  и  $c$ , показанным на рис. 1.7, *a*. Находят обратные отрезки на всех четырех осях и, приведя к отношению наименьших целых чисел, получают индексы типа  $(h, k, i, l)$ , причем первые три индекса связаны между собой:

$$i = -(h + k). \quad (1.1)$$

Эквивалентные плоскости получаются при изменении знака и перестановке первых трех индексов. Плоскости в гексагональной решетке имеют специальные обозначения. Например:

Базисная плоскость . . . . .	(0001)
Плоскость призмы типа I . . . . .	$(1\bar{1}00)$ , $(\bar{1}100)$ и т. д.
Плоскость призмы типа II . . . . .	$(11\bar{2}0)$ , $(\bar{2}110)$ и т. д.
Плоскость пирамиды (тип I) первого порядка . . . . .	$(10\bar{1}1)$ , $(\bar{1}011)$ и т. д.
Плоскость пирамиды (тип II) первого порядка . . . . .	$(11\bar{2}1)$ , $(\bar{1}\bar{1}21)$ и т. д.

1363234

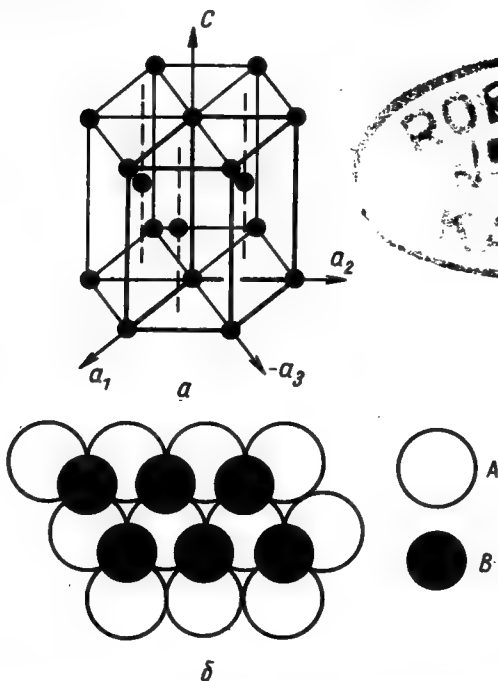


Рис. 1.7. Гексагональная плотноупакованная структура:

$a$  — гексагональная ячейка, образованная наложением плотноупакованных плоскостей в последовательности  $ABA$ , элементарная ячейка выделена;  $b$  — последовательность укладки  $ABAB$ .

Некоторые из этих плоскостей показаны на рис. 6.3. Индексы направления в этой системе представляют со-

бой трансляции, параллельные четырем осям. Числа нужно уменьшить до простых целых и выбрать таким образом, чтобы третий индекс равнялся сумме первых двух индексов со знаком минус. Чтобы это условие удовлетворялось, направления вдоль осей  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $a_3$  должны быть типа  $[\bar{1}210]$ .

### 1.3. СОВЕРШЕННЫЕ КРИСТАЛЛЫ

Можно представить себе большой кристалл, образованный трехмерной периодичностью атомов, имеющей идеальную структуру, в которой все места заполнены и нет нарушений правильного наложения атомных плоскостей. Химические и физические свойства такого совершенного, или идеального, кристалла зависят от структуры атомов и природы атомной связи.

Все реальные кристаллы содержат несовершенства, которые представляют собой точечные, линейные, поверхностные или объемные дефекты и которые локально нарушают правильное расположение атомов. Прежде чем детально описывать эти дефекты, приведем некоторые качественные примеры, указывающие на важную роль этих дефектов в определении свойств кристаллов. Так, высокую электропроводность металлов можно отнести за счет легкости течения «свободных» электронов сквозь решетку. Электросопротивление связано с рассеянием электронов решеткой. В совершенных кристаллах при температуре выше  $0^\circ\text{K}$  рассеяние обусловлено колебаниями атомов или ионов относительно своих положений равновесия, что нарушает периодичность расположения. С ростом температуры увеличивается амплитуда колебаний, возрастает рассеяние электронов, а следовательно, и электросопротивление.

Теория рассеяния, учитывающая эти колебания, при низких температурах предполагает зависимость

$$\rho_1 \sim T^5, \quad (1.2)$$

где  $\rho_1$  — электросопротивление,  $T$  — абсолютная температура. При высоких температурах

$$\rho_1 \sim T. \quad (1.3)$$

Опытным путем обнаружено, что существует вторая компонента электросопротивления  $\rho_2$ , которая в первом

приближении не зависит от температуры. Если вычесть  $\rho_2$  из общего сопротивления, причем  $\rho - \rho_2 = \rho_1$ , то значение  $\rho_1$  оказывается в хорошем согласии с уравнениями (1.2) и (1.3) для многих металлов. Эксперимент показывает, что компонента  $\rho_2$ , которая преобладает при низких температурах, чувствительна к содержанию примесей, к пластической деформации, облучению и закалке. Все эти процессы в кристалле обусловлены дефектами, которые рассеивают электроны в результате локальных изменений периодического расположения атомов. Электрическое сопротивление может служить чувствительным методом измерения концентрации дефектов в том случае, когда возможны измерения или достоверные оценки изменений компоненты  $\rho_2$ , приходящихся на один дефект.

Следующий пример касается *теории роста кристаллов*. Теория дефектов, введя в рассмотрение линейные несовершенства, называемые *дислокациями*, сумела устранить разногласия классической теории роста кристаллов с экспериментальными наблюдениями скорости роста. Это во многом способствовало всеобщему признанию существования подобных дефектов.

Рассмотрим совершенный кристалл с неправильными гранями, который растет в пересыщенном паре. При низких степенях пересыщения рост происходит путем осаждения атомов на несовершенных областях кристалла. Преимущественное осаждение на несовершенных областях приводит к образованию более совершенных граней, представляющих собой плотноупакованные слои атомов. Поэтому дальнейший рост требует зарождения новых слоев атомов на гладкой грани. Такой процесс идет гораздо труднее, и теория образования зародышей предсказывает, что, для того чтобы рост происходил с заметной скоростью, необходима степень пересыщения порядка 50%. Это противоречит многочисленным экспериментальным наблюдениям, которые показывают, что рост легко происходит при пересыщениях всего лишь в 1%.

Это разногласие можно устранить, если учесть, что присутствие дислокаций в кристалле в процессе роста приводит к образованию ступенек на гранях кристалла, которые не зарастают из-за преимущественного осаждения на них атомов, как это наблюдается в совершен-

ных кристаллах. Такие незарастающие ступеньки представляют собой удобные места для осаждения атомов, следовательно, устраняют трудности процесса образования зародышей.

*Пластическая деформация* совершенного кристалла происходит в результате скольжения одного набора атомов в плоскости вдоль атомов соседней плоскости. Та-

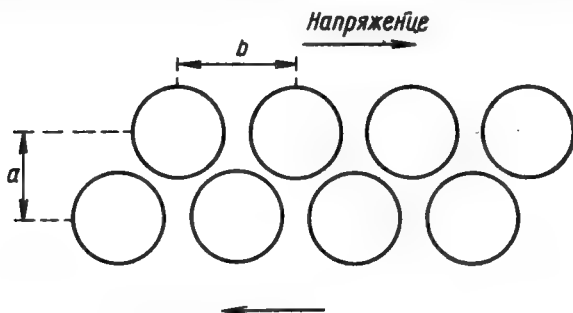


Рис. 1.8. Схема положения атомов для оценки критического скалывающего напряжения при скольжении.

кой процесс представляет собой совместное движение всех атомов плоскости из одного положения идеальной решетки в соседнее. Напряжение, необходимое для начала такого движения, *скалывающее напряжение*, впервые рассчитывалось Френкелем (рис. 1.8).

Если предположить, что, для того чтобы сдвинуть верхний ряд атомов вдоль нижнего ряда, необходимо периодическое скалывающее усилие, которое можно выразить в синусоидальной форме

$$\tau = \frac{Gb}{2\pi a} \sin \frac{2\pi x}{b}, \quad (1.4)$$

где  $G$  — модуль сдвига;  $b$  — расстояние между атомами в направлении скалывающего напряжения;  $a$  — расстояние между рядами атомов и  $x$  — величина смещения от равновесного положения с низкой энергией, то теоретическое критическое скалывающее напряжение будет

$$\tau_T = \frac{b}{a} \cdot \frac{G}{2\pi}. \quad (1.5)$$

Так как  $b \approx a$ ,  $\tau_t$  составляет всего лишь малую долю модуля сдвига. Используя более реальное выражение для скалывающего напряжения как функции расстояния, получили для меди, серебра и золота величины  $\tau_t \approx G/30$ . Хотя эти вычисления являются приближенными, они показывают, что  $\tau_t$  на много порядков выше, чем наблюдаемые величины эффективных скалывающих напряжений ( $10^{-4}$ — $10^{-6}$  G), измеренные в реальных, хорошо отожженных кристаллах. Эту поразительную разницу между расчетными и экспериментальными данными удалось объяснить, введя в рассмотрение дислокации. В последние годы оказалось возможным получить кристаллы в форме волокон малого диаметра (так называемые «усы»), которые имеют очень высокую степень совершенства. Когда эти усы полностью свободны от дислокаций, их прочность приближается к теоретической.

Эти примеры достаточно убедительно показывают, что знание структуры дефектов и их свойств необходимо для всех, кто занимается любыми аспектами материаловедения. В данной книге рассматриваются в первую очередь линейные дефекты, называемые дислокациями. Однако существует очень тесная связь между всеми дефектами в кристалле. В следующем разделе дана классификация этих дефектов.

#### 1.4. ДЕФЕКТЫ В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ

**Точечные дефекты.** Все атомы в совершенной решетке находятся в определенных положениях (здесь мы пренебрегаем тепловыми колебаниями, упомянутыми в разделе 1.3). В чистых металлах возможны два типа точечных дефектов, а именно вакантные атомные места, или *вакансии*, и *межузельные атомы*. Такие дефекты в простой кубической структуре показаны на рис. 1.9.

Вакансия образуется при удалении атома с его места в решетке, а межузельный атом — при введении атома в межузельное пространство, в положение с координатами  $1/2, 1, 2, 0$ . Многие экспериментальные наблюдения показывают, что вакансии и межузельные атомы могут образовываться в материалах при пластической деформации и облучении частицами высоких энергий и что значительную концентрацию вакансий можно за-



фиксировать в кристалле путем быстрой закалки с высокой температуры. Этот эффект связан с тем обстоятельством, что при всех температурах выше  $0^\circ\text{K}$  существует термодинамически стабильная концентрация вакансий. Изменения свободной энергии  $\Delta G$  при введении  $n$  вакансий в решетку равны

$$\Delta G = nE - T\Delta S, \quad (1.6)$$

где  $E$  — энергия образования одной вакансии, которая создается при перемещении атома из решетки на поверх-

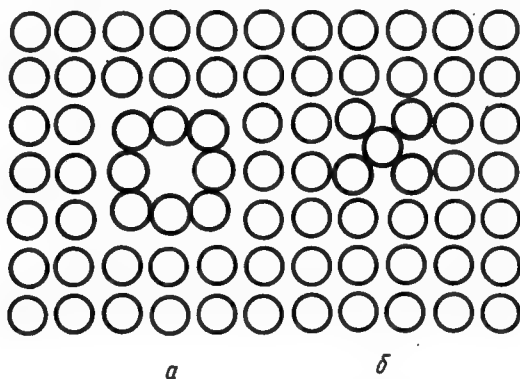


Рис. 1.9. Вакансия (*a*) и межузельный атом (*б*) в плоскости (001) простой кубической решетки.

ность кристалла ;  $\Delta S$  — изменение энтропии кристалла. Величина  $nE$  представляет собой довольно большую положительную энергию, но она уменьшается из-за роста конфигурационной энтропии, связанного с присутствием вакансий. Равновесная концентрация вакансий, соответствующая условию минимума свободной энергии, равна

$$n_{\text{равн}} = n_{\text{об}} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right), \quad (1.7)$$

где  $n_{\text{об}}$  — общее число атомных мест и  $k$  — постоянная Больцмана. Типичная величина для меди  $E \approx 0,7$  эв, так что при  $1250^\circ\text{C}$  доля вакантных мест составляет  $n_{\text{равн}}/n_{\text{об}} \approx 10^{-3}$ , а при  $300^\circ\text{K}$   $n_{\text{равн}}/n_{\text{об}} \approx 10^{-12}$ . Скорость, с которой вакансии передвигаются в решетке от точки к

точке, экспоненциально уменьшается с понижением температуры, следовательно, во многих металлах можно зафиксировать при комнатной температуре концентрацию вакансий, присущую высокой температуре, если закалить образец после предварительной выдержки при высокой температуре.

Примесные атомы в чистом металле можно также рассматривать как точечные дефекты, они играют очень

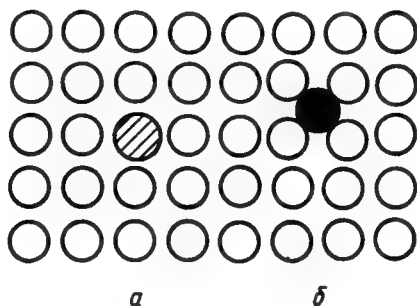


Рис. 1.10. Инородный атом замещения (а) и инородный атом внедрения (б).

важную роль в физических и механических свойствах материалов. Примесные атомы могут быть двух типов в зависимости от места, занимаемого ими в решетке (рис. 1.10): а) *замещения*, в этом случае атом основного металла замещается в решетке матрицы примесным атомом и б) *внедрения*, примесный атом занимает место в межузельном пространстве, подобно межузельным атомам, описанным выше.

Все вышеупомянутые точечные дефекты образуют локальные искажения в окружающей их совершенной решетке. Величина искажений и, следовательно, величина дополнительной энергии решетки, связанной с дефектами, зависит от размера введенных атомов и расстояния между ними. Когда удаление или введение атома локально изменяет электрический заряд решетки, появляются дополнительные эффекты. Они относительно мало заметны в кристаллах с металлической связью, но особенно отчетливо проявляются в кристаллах с ионной связью. На рис. 1.11 показана структура хлористого нат-

рия. Каждый отрицательно заряженный ион хлора окружен шестью соседними положительно заряженными ионами натрия, то же справедливо и для иона натрия. Удаление иона натрия или иона хлора кроме образования вакансии приводит к появлению локального отрицательного или положительного заряда. Для сохранения общей нейтральности кристалла вакансии должны обра-

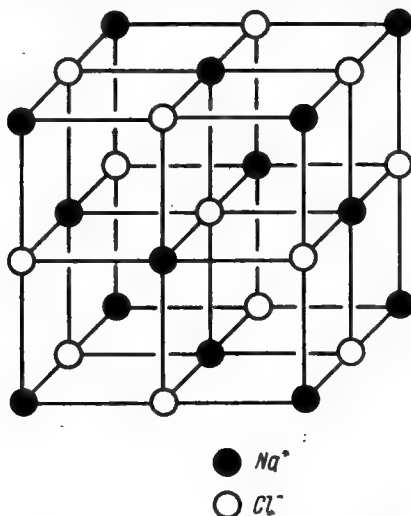


Рис. 1.11. Структура хлористого натрия, состоящая из двух гранецентрированных кубических решеток атомов двух типов, вставленных одна в другую таким образом, что начало координат одной решетки находится в точке  $1/2, 0, 0$  другой.

зовываться или а) в виде пары вакансий разного знака (дефект Шоттки), или б) одновременно с межузельным ионом того же знака (дефект Френкеля).

**Дефекты упаковки.** Как уже говорилось в разделе 1.3, совершенную решетку можно представить в виде пачки идентичных атомных слоев, уложенных в определенной последовательности. Дефект упаковки — это *поверхностный дефект*, локальная область в кристалле, в которой правильная последовательность укладки нарушена. Дефекты упаковки не наблюдаются в плоскостях с после-

довательностью укладки  $ABABAB...$  в объемноцентрированной и гранецентрированной кубических решетках, так как в этом случае есть только одна возможность укладки слоя  $A$ , опирающегося на слой  $B$ . Однако при укладке  $ABCABC...$  есть два возможных положения слоя, следующего за данным слоем.

Плотнупакованный слой атомов, опирающийся на слой  $A$ , можно уложить как в положение  $B$ , так и в положение  $C$ , причем геометрически обе эти позиции равноценны. В гранецентрированной кубической решетке возможны два типа дефектов упаковки, называемых *внутренними* и *внешними*. Их можно описать, если рассмотреть изменения в последовательности укладки при удалении или вставлении лишнего слоя атомов.

На рис. 1.12, *а* часть слоя  $C$  удалена, это приводит к нарушению последовательности укладки, образуется *внутренний* дефект упаковки. Видно, что плоскости выше и ниже плоскости дефекта изогнуты по направлению к дефекту. На рис. 1.12, *б* между слоями  $B$  и  $C$  введен лишний слой  $A$ . Появились два нарушения в последовательности укладки, они представляют собой *внешний* дефект упаковки. Лишний слой не вписывается в укладку решетки ни выше ни ниже плоскости дефекта.

Дефекты упаковки обладают характеристической энергией, рассчитанной на единицу площади и называемой *энергией дефекта упаковки*. Так как с внешним дефектом связано дополнительное нарушение, он имеет более высокую энергию дефекта упаковки, чем внутренний дефект.

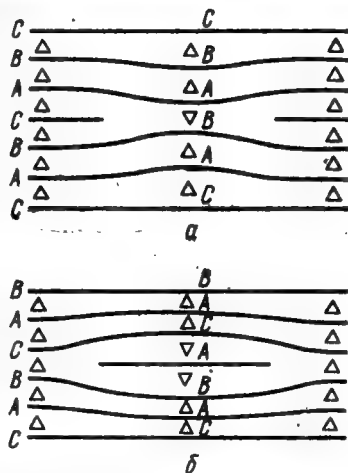


Рис. 1.12. Дефекты упаковки в гранецентрированной кубической решетке. Нормальная последовательность укладки плоскостей  $(111)$  обозначена как  $ABCA...$  Плоскости в нормальной последовательности обозначены знаком  $\Delta$ , а уложенные с ошибкой — знаком  $\nabla$ ;  
*а* — внутренний дефект упаковки;  
*б* — внешний дефект упаковки.

**Дислокации.** Представление о линейном несовершенстве решетки, называемом дислокацией, возникло первоначально при изучении процессов пластической деформации в кристаллических материалах. Такой же подход использован в гл. 3, он дает возможность понять при-

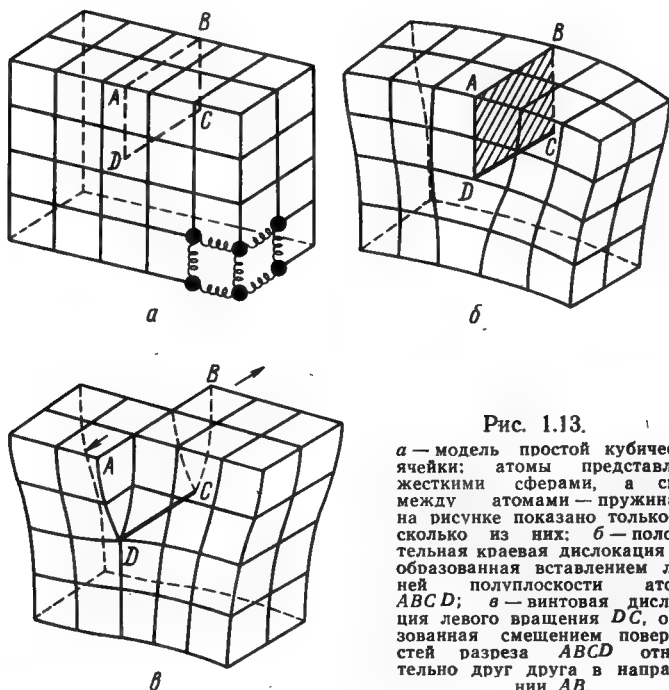


Рис. 1.13.

*a* — модель простой кубической ячейки: атомы представлены жесткими сферами, а связи между атомами — пружинами, на рисунке показано только несколько из них; *б* — пологительная краевая дислокация *DC*, образованная вставлением лишней полуплоскости атомов *ABCD*; *в* — винтовая дислокация левого вращения *DC*, образованная смещением поверхностей разреза *ABCD* относительно друг друга в направлении *AB*.

роду дислокаций. На данном этапе достаточно описать геометрию *краевой* и *винтовой* дислокаций и ввести необходимые определения и терминологию.

На рис. 1.13, *a* показана модель, имитирующая условия простого кубического кристалла. Связи между атомами представлены в виде пружин. Если приложить к такому кристаллу скалывающее напряжение, в решетке образуются «упругие» искажения. Предположим, мы разорвали все атомные связи, пересекаемые плоскостью *ABCD*, и разъединили две половины решетки. В образовавшийся разъем вставим лишнюю плоскость атомов, в

результате чего образуется конфигурация, изображенная на рис. 1.13, б. Линия  $DC$  в данном случае является *положительной краевой дислокацией*, символически ее обозначают как  $\perp$ . Плоскости решетки вокруг дислокации изогнуты и образуют сильные искажения. *Отрицательную краевую дислокацию* можно получить, если лишнюю атомную плоскость вставить ниже плоскости  $ABCD$ , ее обозначают знаком  $\top$ . *Винтовая дислокация* образуется при смещении части кристалла с одной стороны плоскости  $ABCD$  относительно другой его части в направлении  $AB$ , как показано на рис. 1.13, в. Из рассмотрения этой модели видно, что ее можно описать как геликоид, подобный винтовой лестнице. Рассмотрим линию  $AD$ , фиксированную в точке  $D$ , и повернем ее против часовой стрелки в плоскости, представляющей собой плоскость кристалла (100). При повороте на  $360^\circ$  она сдвинется на одно межплоскостное расстояние, при дальнейшем вращении мы будем двигаться сквозь кристалл по поверхности геликоида. В данном случае линия  $DC$  представляет собой винтовую дислокацию. Такая дислокация называется *винтовой дислокацией правого вращения*, если для перемещения на одну ступеньку необходимо вращение по часовой стрелке (если смотреть на дислокацию сверху вниз), в противном случае мы имеем дело с *дислокацией левого вращения*.

Необходимо помнить, что и в случае краевой, и в случае винтовой дислокации расположение атомов на поверхности  $ABCD$  идентично тому, которое было до разрыва связей.

**Вектор Бюргерса и контур Бюргерса.** Можно дать очень удобное определение дислокации, если ввести понятие о контуре Бюргерса. *Контур Бюргерса* — это произвольный контур в кристалле, содержащем дислокации, который проходит от атома к атому, формируя замкнутую петлю. Такой контур показан на рис. 1.14, а ( $MNOPQ$ ). Если тот же путь от атома к атому проделать в кристалле, свободном от дислокаций, окажется, что контур остался разомкнутым (рис. 1.14, б), это значит, что первый контур содержит одну дислокацию или более. Вектор, необходимый для того, чтобы замкнуть контур, называется *вектором Бюргерса*. Существенным является требование, чтобы в реальном кристалле контур полностью проходил по неискаженной части кристалла.

Для простоты рассмотрим контур Бюргерса, содержащий дислокацию (рис. 1.14, *а*). Проведем в совершенном кристалле путь, соответствующий контуру *MNOPQ* на рис. 1.14, *а*. Отрезок *QM* является вектором Бюргерса, он расположен под прямым углом к линии дислокации (см. рис. 1.13, *б*). Если такой же контур провести вокруг винтовой дислокации (см. рис. 1.13, *в*), окажется, что вектор Бюргерса параллелен линии дислокации.

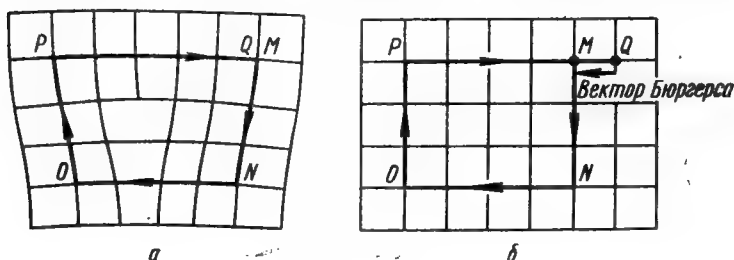


Рис. 1.14.

*а* — Контур Бюргерса, включающий дислокацию; *б* — тот же контур в совершенном кристалле; *MQ* представляет собой вектор Бюргерса.

Отсюда можно сделать два важных вывода: *а*) вектор Бюргерса краевой дислокации перпендикулярен к линии дислокации; *б*) вектор Бюргерса винтовой дислокации параллелен линии дислокации. В общем случае (см. гл. 3) линия дислокации лежит под произвольным углом к своему вектору Бюргерса, при этом дислокация имеет *смешанный*, краевой и винтовой, характер. Независимо от положения линии дислокации вектор Бюргерса всегда имеет постоянную величину.

Так как по определению контур Бюргерса проходит от атома к атому, вектор Бюргерса в совершенном кристалле представляет собой расстояние между двумя атомными узлами, т. е. является вектором трансляции решетки. Дислокация, определенная подобным образом, называется *полной* или *единичной дислокацией*. Для определения величины и направления вектора Бюргерса *b* используется следующее обозначение. Например, вектор трансляции решетки в объемноцентрированной кубической ячейке, определенный по величине и направлению смещениями на величину  $a/2$  в направлении оси *x*, на  $a/2$



в направлении оси  $y$  и на  $a/2$  в направлении от  $z$ , обозначается как  $\mathbf{b} = a/2 [111]$ . Величина данного вектора равна

$$b = \sqrt{\frac{a^2}{4} + \frac{a^2}{4} + \frac{a^2}{4}} = \frac{a\sqrt{3}}{2}. \quad (1.8)$$

Дислокационные линии могут оканчиваться на поверхности кристалла или на границах зерен, но не внутри кристалла. Таким образом, дислокации всегда образуют

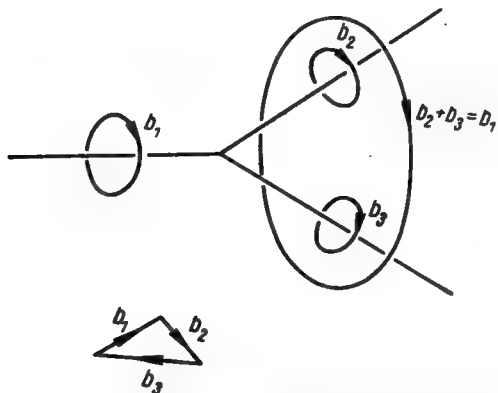


Рис. 1.15. Три дислокации, образующие узел.

замкнутые петли или же ветви на других дислокациях. Если три дислокации или более встречаются в точке, или в *узле*, необходимым условием является равенство нулю суммы векторов Бюргерса этих дислокаций. Рассмотрим дислокацию  $\mathbf{b}_1$  (рис. 1.15), которая разветвляется на две дислокации с векторами Бюргерса  $\mathbf{b}_2$  и  $\mathbf{b}_3$ . Контур Бюргерса проводим в одном и том же направлении, тогда из чертежа следует, что

$$\mathbf{b}_1 = \mathbf{b}_2 + \mathbf{b}_3. \quad (1.9)$$

Большой контур с правой стороны диаграммы включает две дислокации, но, так как он, как и контур с вектором —  $\mathbf{b}_1$  с левой стороны диаграммы, проходит по неискаженному кристаллу, его вектор Бюргерса должен быть равен  $\mathbf{b}_1$ . Обычно контур Бюргерса проводят по часовой

стрелке вокруг каждой линии дислокации, если смотреть с узловой точки. Тогда уравнение (1.9) будет иметь вид

$$\mathbf{b}_1 + \mathbf{b}_2 + \mathbf{b}_3 = 0 \quad (1.10)$$

или в более общем случае:

$$\sum_1^n \mathbf{b}_i = 0. \quad (1.11)$$

Все кристаллы, кроме некоторых особых случаев («усов»), содержат дислокации. В хорошо отожженных

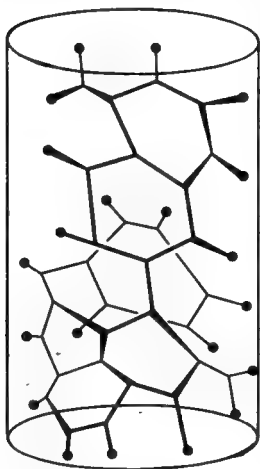


Рис. 1.16. Схема расположения дислокаций в хорошо отожженном кристалле, сетка Франка [Cottrell, The properties of materials at high rates of strain, Inst. Mech. Eng., Lond. (1957)].

кристаллах дислокации расположены в виде неправильной сетки, так называемой *сетки Франка*, которая схематически показана на рис. 1.16. Плотность дислокаций  $N$ , т. е. число дислокаций в единице объема, определяется как общая длина дислокаций  $l$  в единице объема  $V$  или  $N=l/V$ ; она обычно измеряется в единицах  $\text{см}^{-2}$ . Менее точное определение плотности дислокаций, но обычно более удобное — число дислокаций, пересекающих единицу площади; эта величина также измеряется в единицах  $\text{см}^{-2}$ . В хорошо отожженных металлических кристаллах  $N$  обычно составляет  $10^6$ — $10^8 \text{ см}^{-2}$ , после очень тщательной обработки эту величину можно уменьшить до  $10^2 \text{ см}^{-2}$ . Величина  $N$  быстро возрастает при пластической деформации, для сильно деформированного металла типичной величиной является плотность дислокаций

порядка  $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . В неметаллических кристаллах  $N$  обычно ниже, чем в металлических.

**Границы зерен.** Кристаллические твердые тела обычно состоят из большого числа хаотически ориентированных зерен, разделенных между собой границами. Каждое зерно является монокристаллом и содержит дефек-

ты, описанные в предыдущих разделах. В том случае, когда разориентировка между зернами мала, граница представляет собой ряд дислокаций и называется *малоугловой границей* (см. гл. 9).

**Двойниковые границы.** Когда соседние части кристалла расположены таким образом, что одна часть представляет собой зеркальное отражение другой, говорят,

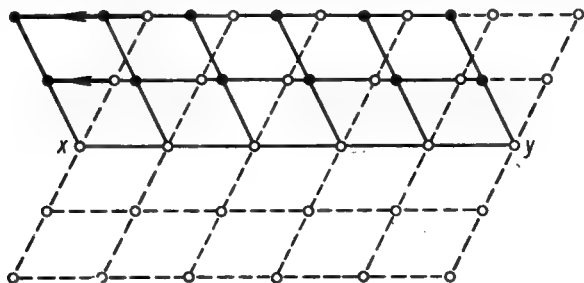


Рис. 1.17. Расположение атомов при двойниковом соответствии: *ху* — след плоскости двойникового.

что кристалл является двойником. Плоскость зеркального отражения называется *плоскостью двойникового* или *соединительной плоскостью*. На рис. 1.17 светлые кружки — положения атомов перед двойникованием, черные кружки — положения атомов после двойникования. Атомы выше линии *ху* представляют собой зеркальные отражения атомов, лежащих ниже этой линии (*ху* — след двойниковой плоскости на плоскости чертежа). Двойникование можно представить как однородный сдвиг решетки, параллельный плоскости двойникового. Данный процесс отличается от скольжения, так как в случае скольжения нет поворота решетки.

Двойники часто встречаются в гранецентрированных кубических металлах

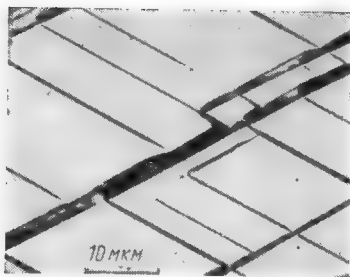


Рис. 1.18. Деформационные двойники в кремнистом железе (Fe — 3,25% Si). Поверхность образца у двойника наклонена, поэтому свет отражается в разных направлениях.

после отжига в тех случаях, когда энергия дефектов упаковки низкая (двойники отжига). Но двойникование не ограничивается этими металлами. При определенных условиях двойникование происходит в процессе пластической деформации (деформационное двойникование), этот процесс особенно важен для объемноцентрированных кубических и гексагональных плотноупакованных металлов. Когда растущий двойник встречается плоскую поверхность, он образует ясно видимую наклонную линию, которую легко обнаружить под оптическим микроскопом. На рис. 1.18 видны наклонные линии, полученные от деформационных двойников в кристалле кремнистого железа ( $\text{Fe} - 3,25\% \text{ Si}$ ), деформированного при  $20^\circ \text{ K}$ .

## **Глава 2**

### **НАБЛЮДЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ**

#### **2.1. ВВЕДЕНИЕ**

В последние десять лет тщательные исследования с помощью оптических методов, электронного микроскопа, ионного проектора и рентгеновской топографии дали такое множество доказательств существования дислокаций, что в этом уже не может быть сомнений. Чтобы использовать информацию, полученную этими методами, необходимо понимание некоторых основных принципов исследования. Перечисленные методы можно разделить на пять основных групп 1) исследования поверхности кристаллов, с помощью которых обнаруживают места выхода дислокаций на поверхность; 2) методы декорирования для исследования массивных прозрачных кристаллов; 3) электронная микроскопия «на просвет», при которой дислокации изучаются в образцах толщиной 1000—10 000 Å (0,1—1,0 мкм); 4) рентгеновские дифракционные методы, которые основаны на локальных различиях в рассеянии рентгеновских лучей на дислокациях; 5) ионный проектор, с помощью которого выявляется положение отдельных атомов. Кроме (5) и отдельных случаев (3), эти методы не выявляют непосредственно структуру дислокации, а основываются на вторичных эффектах, например поле искажений дислокации (см. гл. 4), которые делают ее видимой.

#### **2.2 ПОВЕРХНОСТНЫЕ МЕТОДЫ**

Если кристалл, содержащий дислокации, поместить в среду, которая удаляет (растворяет) атомы с поверхности, скорости растворения атомов вблизи точки выхода дислокации на поверхность и из окружающей матрицы могут отличаться. Это различие возникает в результате

следующих свойств дислокации: 1) искажения решетки кристалла и поля деформаций дислокации; 2) особенности геометрии плоскостей, связанных с винтовой дислокацией; 3) повышения концентрации примесных атомов на дислокации, которая изменяет химический состав материала вблизи дислокации. Если скорость удаления ато-

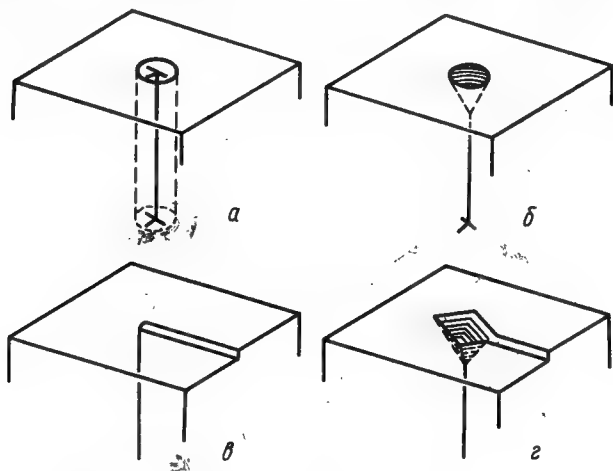


Рис. 2.1. Образование ямок травления в местах выхода дислокаций на поверхность:

*а* — краевая дислокация, цилиндрическая зона вокруг дислокации представляет собой область с физическими и химическими свойствами, отличными от окружающего кристалла; *б* — ямка конической формы, образовавшаяся на краевой дислокации в результате преимущественного удаления атомов из дефектной области; *в* — место выхода винтовой дислокации; *г* — ямка в виде спирали, образованная винтовой дислокацией; образование ямок идет в результате механизма, обратного механизму роста кристаллов.

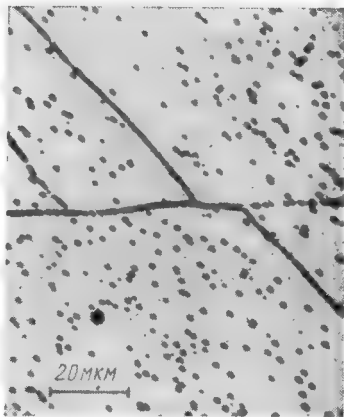
мов вблизи выхода дислокации больше, чем из основной матрицы кристалла, то в этом месте формируется ямка, причем ямку на поверхности дает процесс, обратный росту кристалла (рис. 2.1), если меньше — формируется маленький холмик.

Есть много методов медленного контролируемого удаления атомов с поверхности. Наиболее распространенными и удобными являются химическое и электролитическое травление. Из остальных методов можно назвать термическое травление (атомы удаляются испарением при нагревании кристалла до высоких температур в ва-

кууме) и катодное распыление (атомы с поверхности удаляются в результате ионной бомбардировки). Последние два метода обычно обнаруживают только винтовые дислокации.

На рис. 2.2 показана протравленная поверхность образца, в результате избирательного травления появились черные пятна, идентифицированные как ямки. Необходимо установить, действительно ли именно дислокации ответственны за образование ямок и все ли дислокации на поверхности выявляются как ямки, или же ямки образуются в местах выхода дислокаций лишь определенного типа.

Для подтверждения однозначного соответствия дислокаций ямкам травления были использованы различные методы. Впервые это сделал Фогель с сотрудниками в 1953 году (рис. 2.3). Фотография показывает ряд



равноотстоящих ямок травления, формирующих границу между двумя кристаллами германия. С помощью очень точных рентгеновских измерений была определена разориентировка между этими кристаллами. Оказалось, что данная граница симметричная, чисто наклонная (см. раздел 9.2), которая может быть описана как система краевых дислокаций, расположенных, как показано на рис. 2.3, б. Такая система приводит к наклону между зернами с обеих сторон границы. Если  $b$  — величина вектора Бюргерса краевых дислокаций и  $D$  — расстояние между ними, угол разориентировки  $\theta$  определится как

$$\theta = \frac{b}{D}. \quad (2.1)$$

Для границы, показанной на рис. 2.3, б, измеренная величина  $\theta$  равна 65 угловым секундам. Из равенства

(2.1) расстояние между дислокациями будет  $1,3 \times 10^{-4}$  см. Этот результат близок к расстоянию между ямками травления на фотографии. Таким образом, данный пример подтверждает однозначное соответствие ямок травления местам выхода дислокаций на поверхность кристалла.

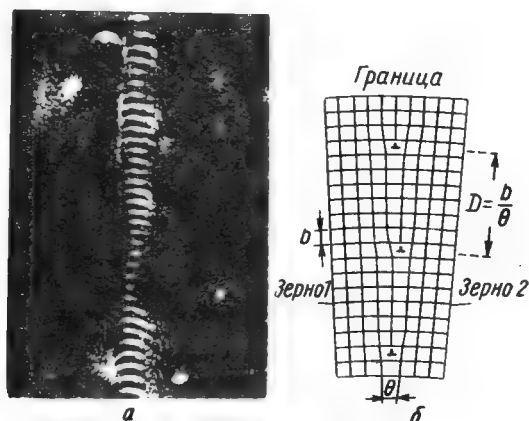


Рис. 2.3.

*а* — Ряд ямок травления, образующий границу между двумя кристаллами германия. Ямки травления расположены на одинаковом расстоянии друг от друга. *б* — Схема расположения дислокаций в границе. Это пример симметричной чисто наклонной границы, представляющий собой вертикальный ряд краевых дислокаций с параллельными векторами Бюргерса одного знака

[Vogel, Pfann, Corey, Thomas, *Physical Review*, 90, 489 (1953)].

Ямки травления имеют характерную коническую форму с вершиной в месте выхода дислокации. Ямки могут быть кристаллографически совершенными или несовершенными в зависимости от электрохимических условий на поверхности кристалла. Изучались образование и морфология ямок травления в зависимости от ориентации поверхности кристалла. Так, например, Пфани и Фогель (1957 г.) могли выявлять дислокации в германии только в тех случаях, когда плоскость наблюдения была близка к (100) или (111). Форма ямки травления зависит также от характера дислокации, иногда возможно различать краевые и винтовые дислокации, а также



положительные и отрицательные краевые дислокации. Хорошим примером может служить фотография из работы Ливингстона по меди (1962 г.), представленная на рис. 2.4.

Хотя наблюдения ямок травления позволяют исследовать лишь поверхность массивных образцов, как показали Гилман и Джонстон на фтористом литии (1957 г.),

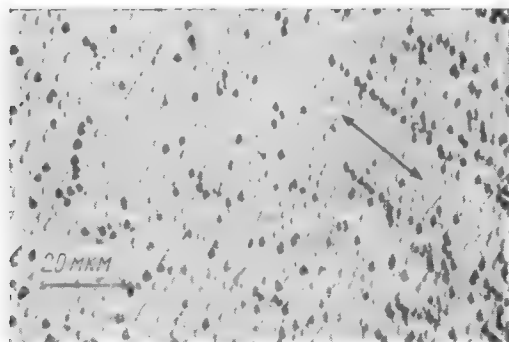


Рис. 2.4. Темные и светлые ямки травления, образованные положительными и отрицательными краевыми дислокациями в монокристалле меди, подвергнутом слабой деформации изгибом. Стрелкой показано положение плоскостей скольжения (Ливингстон. «Прямые методы исследования дефектов в кристаллах». М., «Мир», 1965).

данный метод может быть использован и для изучения движения дислокаций. Это иллюстрирует рис. 2.5. Место выхода неподвижной дислокации в кристалле выявляется ямкой травления в виде пирамиды с вершиной, обращенной в глубь кристалла. Если приложить к кристаллу напряжение, например сжать его, дислокация сдвинется. Расстояние, которое она пройдет, зависит от величины приложенного напряжения и времени его действия. Если теперь кристалл протравить снова, новое положение дислокации даст новую остроконечную ямку. Однако травитель действует также и на старую ямку, но, так как теперь на месте старой ямки уже нет дислокации, скорости травления на поверхности кристалла и на дне ямки оди-

наковы и старая ямка растет в ширину, заметно не углубляясь. В результате на поверхности кристалла мы увидим большую плоскодонную ямку — место первоначального расположения дислокации и маленькую остроконечную — место нахождения дислокации.

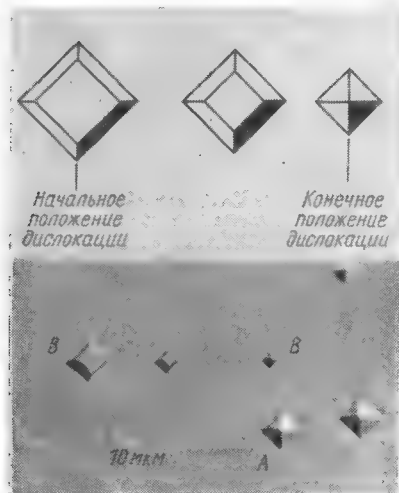


Рис. 2.5. Ямки травления в кристалле фтористого лития. Кристалл травлили три раза.

А — неподвижная дислокация, В —двигающаяся дислокация. (Гилман и Джонстон «Дислокации и механические свойства кристаллов»).

В общем случае поверхностные методы пригодны только для кристаллов с низкой плотностью дислокаций, менее  $10^6$  на  $1 \text{ см}^2$ , так как ямки имеют конечные размеры и очень трудно разрешаются при наложении.

Распределение дислокаций в объеме (в трех измерениях) можно получить, исследуя последовательные срезы кристалла.

### 2.3. МЕТОДЫ ДЕКОРИРОВАНИЯ

Есть кристаллы, прозрачные для видимого света или инфракрасного излучения. Дислокации в этих кристаллах в обычных условиях невидимы. Однако можно деко-

*ризовать* дислокации выделениями инородных атомов вдоль линии дислокации. Получается нечто подобное ряду бусинок вдоль тонкой нити. Положение дислокации выявляется рассеянием света на бусинках, или выделениях, которое можно наблюдать в оптическом микроскопе. В большинстве случаев процесс декорирования включает нагревание кристалла перед исследованием. Поэтому метод декорирования можно применять только для исследования структур возврата и структур высокотемпературной деформации, он не подходит для изучения структур, образовавшихся при низкотемпературной деформации.

Используемые методики можно классифицировать по типу исследуемых кристаллов.

**Бромистое серебро.** Первые наблюдения дислокаций с использованием техники декорирования были сделаны Хэджесом и Митчеллом (1953 г.). Они обнаружили, что в больших прозрачных кристаллах бромистого серебра, подвергнутого определенной термической обработке, выделения фотолитического серебра после засвечивания (при печатании) имеют правильное расположение. Эту картину они интерпретировали как сетку дислокаций, на которой выделяется серебро, что делает дислокации видимыми.

**Галогениды щелочных металлов.** При исследовании дефектов в кристаллах  $\text{NaCl}$ ,  $\text{KCl}$ , и  $\text{KBr}$  была использована техника, имеющая широкую область применения — введение в кристалл инородных атомов. При подходящей термической обработке образуются выделения инородных атомов, причем частицы этих выделений располагаются вдоль линий дислокаций. Размер и распределение этих частичек можно контролировать выбором термообработки. В качестве характерного примера приведем работу Амелинка (1958 г.), который декорировал дислокационные линии в кристаллах  $\text{KCl}$ . Образцы были легированы добавлением в расплав 0,75%  $\text{AgCl}$  перед выращиванием кристаллов. Кристаллы отжигали в токе водорода при  $650\text{—}700^\circ\text{C}$  в течение 3 ч. Частички серебра выпадают на дислокациях в кристалле непосредственно у поверхности. Этот метод оказался очень ценным в изучении геометрии дислокационной сетки и малоугловых границ (см. гл. 9). Типичная микрофотография расположения дислокаций в кристалле  $\text{KCl}$  показана на

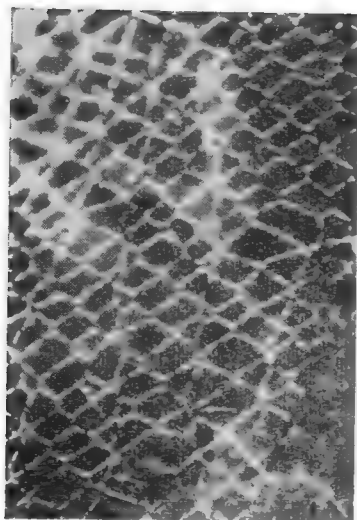


Рис. 2.6. Тонкий кристалл KCl, снятый в оптическом микроскопе. На дислокациях, расположенных в виде сетки, выпадают частички серебра. Только часть сетки находится в фокусе [Amelinckx. Acta Met., 6, 34 (1958)].

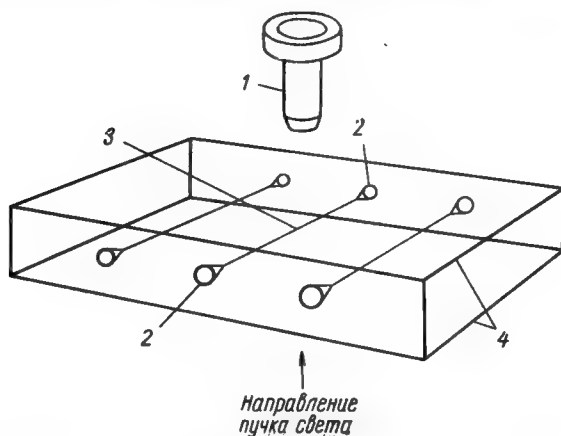


Рис. 2.7. Оптическая схема опыта, позволившего наблюдать дислокации, декорированные выделениями, с ямками травления на концах [Dash J. Appl. Phys., 27, 1193 (1956)]:

1 — микроскоп; 2 — ямки травления; 3 — выделения; 4 — полированная поверхность.

рис. 2.6. Ряды белых пятен указывают расположение дислокаций.

**Кремний.** Дислокации в кремнии выявляются с помощью включений меди, выделяющихся на дислокационных линиях (Даш. 1956 г.). При высоких температурах медь диффундирует в кремний, но растворимость меди в кремнии при температуре ниже  $1200^{\circ}\text{C}$  быстро падает с

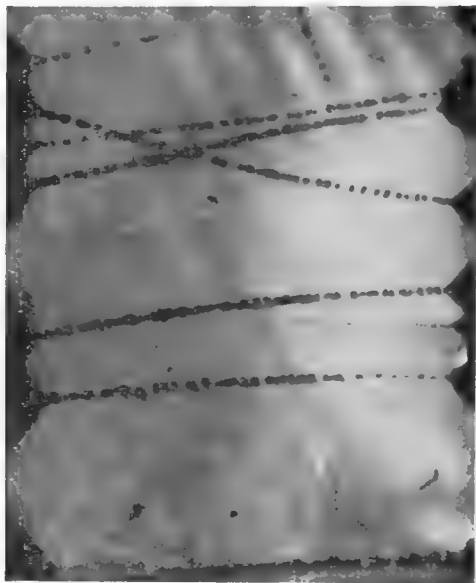


Рис. 2.8. Ямки травления и выделения меди в свежерастнутом кристалле кремния. Ширина полосы около 1,5 мм, толщина около 1,0 мм. Ряды декорирующих выделений выявляют дислокации, они тянутся от ямок с одной стороны кристалла до ямок с другой стороны кристалла [Dash. J. Appl. Phys., 27, 1193 (1956)].

уменьшением температуры, поэтому при охлаждении до комнатной температуры в образцах кремния наблюдаются выделения меди вдоль дислокаций. При использовании этой методики обычно готовят срезы монокристалла толщиной около 1 мм, которые затем травят. Положение дислокаций выявляют по ямкам травления.

После этого образцы нагревают в контакте с медью при  $900^{\circ}\text{C}$  в атмосфере водорода, а затем охлаждают до  $20^{\circ}\text{C}$ . Наблюдения включений проводят на микроскопе, снабженном инфракрасным преобразователем. Рис. 2.7 показывает схему эксперимента, а рис. 2.8 — результаты наблюдений. Ряды мелкодисперсных медных включений выявляют дислокацию, располагаясь от ямок травления с одной стороны кристалла до ямок на другой стороне. Этот эксперимент убедительно доказывает однозначное соответствие дислокаций ямкам травления для этого объекта. Метод был использован для изучения расположения дислокаций в только что выращенных и деформированных кристаллах кремния.

#### 2.4. ЭЛЕКТРОННАЯ МИКРОСКОПИЯ

Метод электронной микроскопии используется для изучения дислокаций, дефектов упаковки, двойников и границ зерен в самых различных материалах, он пригоден в принципе для любого материала, из которого можно изготовить тонкую пленку. Наблюдения дислокаций возможны в результате рассеяния электронов на деформированной области вокруг дислокации. Разрешение электронного микроскопа, в лучшем случае  $4\text{ \AA}$ , не позволяет исследовать расположение атомов вблизи дислокации. Есть только два исключения из этого правила, которые будут описаны, прежде чем перейти к более общим методам.

**Эффект муара.** Эффект, хорошо известный в оптике, был использован Пашли, Ментером и Бассетом (1958 г.) для получения увеличения эффективного расстояния между атомными плоскостями. В металле это расстояние порядка  $2\text{ \AA}$ , что гораздо меньше разрешения электронного микроскопа. Образование муаровых полос показано на рис. 2.9. Когда накладываются два параллельных набора линий с шагом  $d_1$  и  $d_2$ , получается увеличенная система параллельных полос с шагом  $(d_1 d_2)/(d_2 - d_1)$ , дающая муарово увеличение  $d_1/(d_2 - d_1)$ . Если один из наборов линий содержит построение, подобное сечению решетки, которое перпендикулярно к краевой дислокации, также получается эффект увеличения. Дислокации могут быть выявлены при наложении двух кристаллов с одинаковой структурой, но с разными периодами решетки.

ки. В простейшем случае две решетки должны быть почти параллельны, это достигается эпитаксиальным нанесением одной пленки на другую. Фотография на рис. 2.10 получена при нанесении слоя палладия ( $d_{1(0, \overline{2}2)} = 1,37 \text{ \AA}$ ) на плоскость (111) пленки золота ( $d_{2(0, \overline{2}2)} = 1,44 \text{ \AA}$ ), дающего муарово увеличение примерно в 20 раз. Дислокация на фотографии имеет две лишние

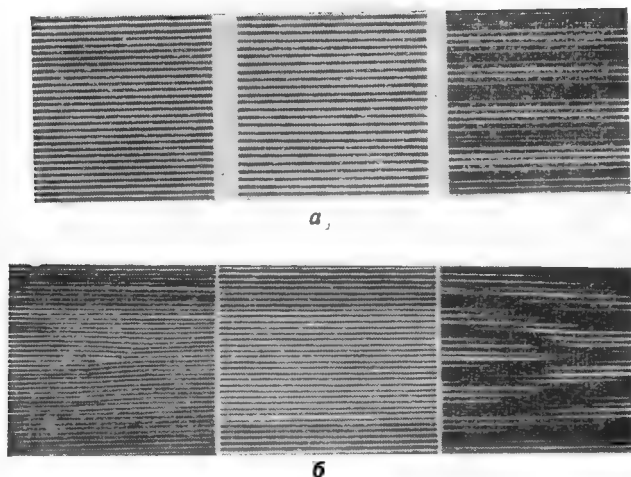


Рис. 2.9.

*a* — Оптическая схема, иллюстрирующая образование увеличенного изображения с помощью полос муара при наложении двух наборов параллельных линий с разным расстоянием между линиями.  
*б* — Оптическая модель, иллюстрирующая выявление дислокации по картине муара.

полуплоскости, так как это особый тип дислокации, характерный для гранецентрированных кубических кристаллов (см. раздел 5.3). Этот метод имеет ограниченное применение в основном из-за строгих требований к контрасту и трудностей приготовления образцов.

**Молекулярные кристаллы.** При исследовании кристаллов с межплоскостным расстоянием большим, чем разрешение микроскопа, можно прямо наблюдать дислокации, выбрав подходящее электронно-оптическое устройство. Такие наблюдения были проделаны Ментером (1956 г.) на тонких кристаллах фталоцианида меди и платины, в которых межплоскостное расстояние около  $12 \text{ \AA}$ . На рис. 2.11 приведены хорошо известный пример,

а также схема, показывающая положение дислокации.

**Основное применение — электронная микроскопия «на просвет».** В рентгеновской дифракции первичный пучок дифрагирует на параллельных наборах атомных плоскостей, подобно отражению света от плоскости зеркала.

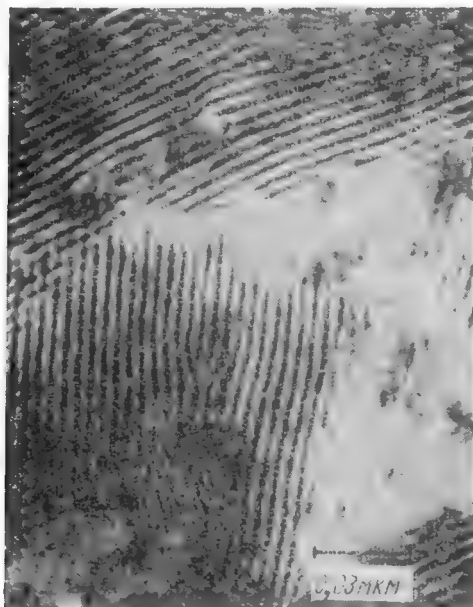


Рис. 2.10. Картина муара, полученная в результате нанесения слоя палладия на плоскость (111) пленки золота. Дислокации в этой картине соответствуют дислокациям в металлической пленке. В этом примере дислокация содержит две лишние полуплоскости [Bassett, Menter, Pashley. Proc. Roy. Soc., A246, 345 (1958)].

Направления рассеянных лучей удовлетворяют условиям брэгговского отражения. Подобно этому кристалл рассеивает и электронную волну. Дислокации и дефекты упаковки можно выявить с помощью техники, использующей интерференцию между проходящим и дифрагированным на тонкой кристаллической фольге пучками электронов (толщина фольги обычно 1000—5000 Å).



Способ образования изображения дифрагированными лучами иллюстрирует рис. 2.12. Параллельный пучок электронов, ускоренный потенциалом 50—100 кВ, проходит сквозь тонкую фольгу *AB* и отражается от кристалла в разных направлениях. Дифрагированные лучи собираются в фокус на задней фокальной плоскости *CD* объектива, формируя дифракционную картину, которую

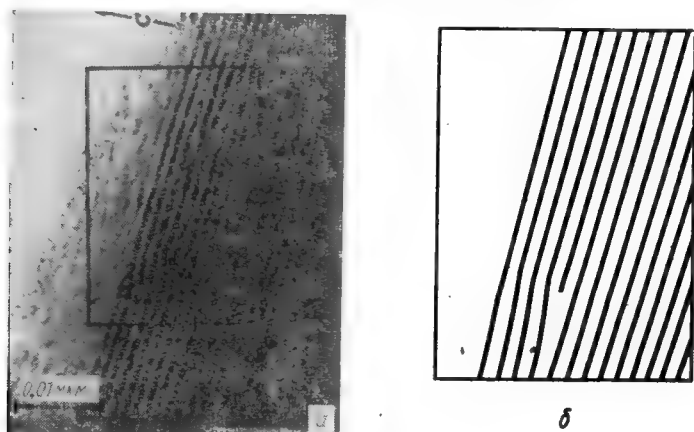


Рис. 2.11.

*a* — Единичная краевая дислокация в кристалле фталоцианида платины.  
*б* — Схема, иллюстрирующая расположение краевой дислокации, изображенной на рис. 2.11, *a* [Menter. Proc. Roy. Soc., A 236, 119 (1956)].

можно изучать, увеличив до нужных размеров, если поместить последующие линзы микроскопа в фокус на плоскости *CD*. Дифракционная картина представляет собой двумерную систему пятен, каждое пятно которой соответствует определенному семейству отражающих плоскостей. По этой картине может быть определена кристаллографическая ориентация фольги.

Каждое пятно получается при дифракции первичного пучка на сравнительно большой площади образца (приблизительно  $10^4$  межатомных расстояний в диаметре). Рис. 2.12 показывает, что изображение нижней поверхности образца формируется линзой объектива в плоскости *EF*. Это изображение можно увеличить с помощью других линз. Если все дифрагированные лучи вно-

сят вклад в это изображение, то оно получается плохим, главным образом из-за аберрации линзы. Однако можно получить изображение от одного луча, введя апертурную диафрагму объектива. Существует два возможных положения этой диафрагмы: когда она центрирована на главный проходящий пучок (при этом получается так назы-

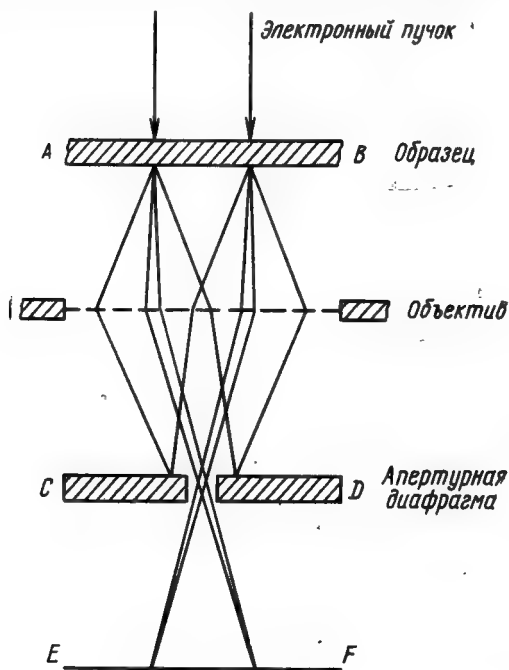


Рис. 2.12. Схема, иллюстрирующая образование изображения в электронном микроскопе. [Whelan. J. Instr. Metals, 87, 392 (1958—1959)].

ваемое *светлопольное изображение*) или на дифрагированный пучок (в результате получается *темнопольное изображение*). В большинстве случаев используется светлопольное освещение, но бывают важные случаи применения и темного поля.

Когда апертура центрирована на главный проходящий пучок, для совершенно плоского образца без дефектов мы получим полностью однородное изображение. К изменениям в яркости изображения приводят эффек-

ты, меняющие путь дифрагированного пучка таким образом, что он входит в апертурную диафрагму и интерферирует с проходящим пучком. Можно продемонстрировать это, изгибая тонкую фольгу, используемую в опыте. Ориентация образца по отношению к электронному пучку в разных частях образца слегка меняется, одновременно локально меняются и берегговские условия отражения. Интерференция проходящего и дифрагированного пучков дает изменения в интенсивности светлопольного изображения, которые называются *экстинкционными контурами* и выглядят как темные полосы, проходящие через изображение. Они показывают, что семейство плоскостей у полосы находится в строго отражающем положении. Когда фольга изгибается в процессе наблюдения в микроскопе, экстинкционные контуры движутся через изображение.

Для расчета контраста на дислокациях можно использовать следующее приближение. На рис. 1.13, б показано, что плоскости вблизи дислокации слегка изогнуты, поэтому дифракционные условия на дислокации и на окружающих совершенных кристаллах отличаются. Если плоскости локально изогнуты таким образом, что происходит интерференция, интенсивность проходящего пучка в светлопольном изображении будет меньше, дислокация проявится как темная линия (см. рис. 2.13). Ширина темной линии обычно около  $100 \text{ \AA}$ , что гораздо больше реальной ширины дислокации. Следует подчеркнуть, что наблюдение дислокации в этом случае основано на дифракционном контрасте. В зависимости от конкретных условий отражения изображение дислокации может быть различным: 1) одиночная темная линия с одной стороны дислокации; 2) две темные линии; 3) пунктирная линия; 4) волнистая линия; 5) без изменений в контрасте — в этом случае дислокация невидима. Последний эффект можно использовать для определения векторов Бюргерса дислокаций. В этом случае главные плоскости отражения, т. е. плоскости, содержащие вектор Бюргерса  $\mathbf{b}$ , не изменяют угла наклона в присутствии дислокаций. Условие записывается в виде  $\mathbf{g} \cdot \mathbf{b} = 0$ , где  $\mathbf{g}$  — вектор нормали к отражающим плоскостям.

Дефекты упаковки также дают характерное дифракционное изображение. Дефект упаковки приводит к смещению одной части кристалла по отношению к другой

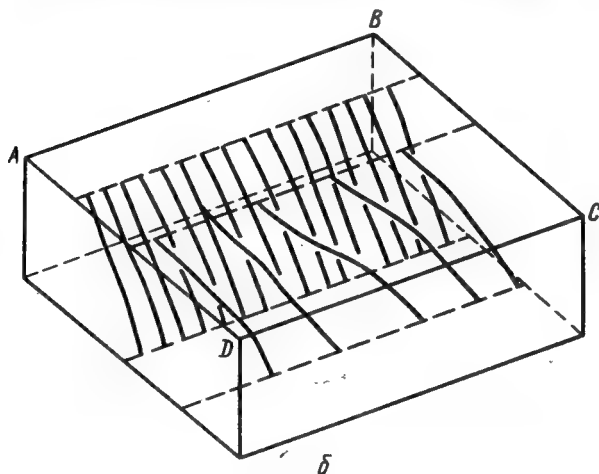
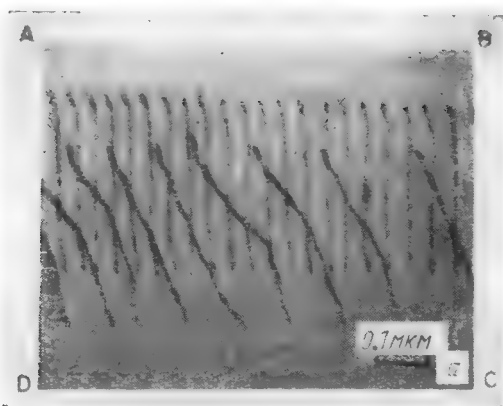


Рис. 2.13. Микрофотография тонкой пленки, снятая в электронном микроскопе на просвет. Видны два набора параллельных дислокаций. Каждая дислокация выявляется как темная линия. Дислокации идут от верхней поверхности фольги до нижней, толщина фольги примерно 2000 Å. Ниже схематически показано распределение дислокаций в фольге. Эта схема иллюстрирует то обстоятельство, что фотография сверху представляет собой проекцию на плоскость трехмерной сетки дислокаций ( $\times 100\,000$ ).

на постоянный вектор  $\mathbf{R}$  (см. раздел 1.4). На рис. 2.14 показано влияние дефекта упаковки (с  $\mathbf{R}$  в плоскости дефекта) на положение отражающих плоскостей. Когда вектор дефекта лежит в плоскости дефекта, параллельной отражающим плоскостям, изменений в контрасте не происходит (рис. 2.14, а). Это пример вышеупомянутого условия  $\mathbf{g} \cdot \mathbf{b} = 0$ , когда  $\mathbf{R} = \mathbf{b}$ . Однако, когда  $\mathbf{R}$  не лежит в отражающих плоскостях,  $\mathbf{g} \cdot \mathbf{R} \neq 0$ , как показано на

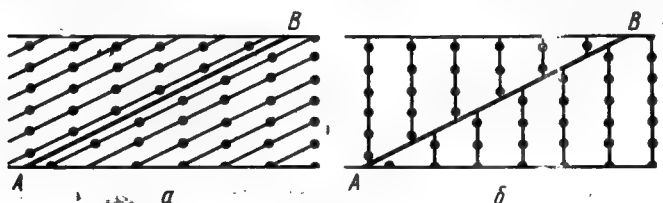


Рис. 2.14. Смещение отражающих плоскостей на дефекте упаковки  $AB$ :

$a - \mathbf{g} \cdot \mathbf{R} = 0$ , контраста не будет;  $б - \mathbf{g} \cdot \mathbf{R} \neq 0$ , интерференция между лучами, рассеянными на кристалле выше и ниже дефекта, приведет к образованию полосчатой структуры изображения. [Howie metallurgical Reviews, 6, 467 (1961)]

рис. 2.14, б. На дефекте плоскости смещаются, интерференция электронов, отраженных от плоскостей выше и ниже дефекта, приводит к полосчатой структуре изображения. Полосы располагаются параллельно пересечению плоскостей, содержащих дефект упаковки, с поверхностями фольги (рис. 2.15). К подобной полосчатой структуре приводят двойниковые границы и границы зерен, образующие угол с плоскостью фольги.

Этот метод пригоден для всех материалов, которые можно приготовить в виде достаточно тонких пленок. В последние несколько лет этим методом исследовалось большое число металлов и неметаллов. Фактором, определяющим толщину фольги, является поглощение электронов. В общем случае металлы с большим атомным номером поглощают электроны более эффективно, чем с малым атомным номером, поэтому фольга для них должна быть тоньше. Метод препарирования тонких срезов и фольг зависит от природы материала и его свойств. Если позволяют условия эксперимента, применяется следующая техника приготовления металлических фольг: а) прокатка металла до толщины 0,025—

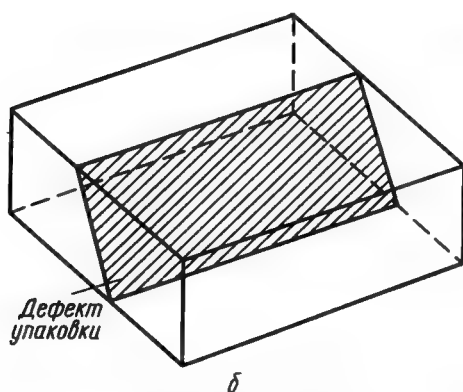
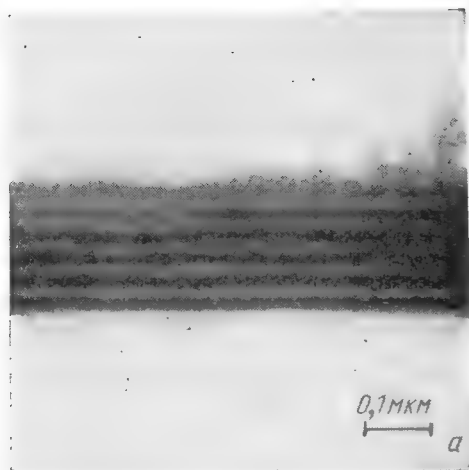


Рис. 2.15. Микрофотография тонкой пленки, полученная в электронном микроскопе на просвет. Видна полосчатая структура, характерная для дефектов упаковки, двойниковых границ и границ зерна, которые лежат под углом к плоскости фольги.

0,125 мм; б) термическая или механическая обработка, приводящая материал в состояние, которое предполагается исследовать; в) утонение до 1000—5000 Å с помощью электролитического или химического полирования. Так как на последней стадии трудно получить однородное утонение, были предложены различные приемы. Часто необходимо исследовать тонкие пленки массивных материалов, металлов и неметаллов, уже в конечном термическом или механическом состоянии. Для их исследования делаются срезы тонким механическим или электроискровым способом, дальнейшее утонение проводится электролитически или химически. Важно избежать деформирования металла в процессе подготовки образцов, которое влияет на плотность и распределение изучаемых дефектов. Используется много других более специальных приемов, например, очень тонкие чешуйки монокристаллов цинка можно получить осаждением из пара, срезы графита и других слоевых материалов откалываются с поверхности массивного образца.

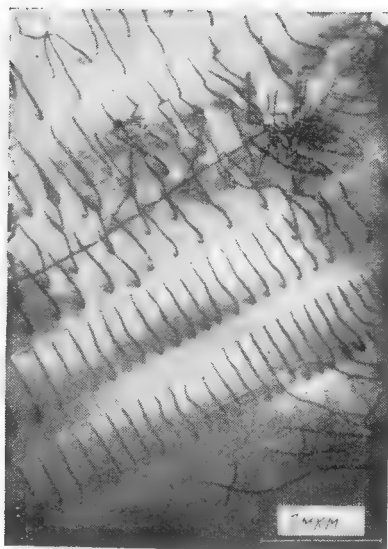


Рис. 2.16. Ряды дислокаций в образце нержавеющей стали толщиной около 2 мкм, фотография получена в электронном микроскопе, напряжение 1000 кВ [Duroy, Perrier J. de Microscopie, 1, 167 (1962)].

С помощью электронной микроскопии «на просвет» можно наблюдать трехмерное распределение дислокаций в кристаллах толщиной около 2000 Å. Взаимодействие дислокаций и их движение можно наблюдать непосредственно, если деформировать тонкие срезы под микроскопом с помощью миниатюрной машины растяжения (образцы длиной приблизительно 2,5 мм). Если измерить толщину фольги, можно получить количественные

данные о плотности дислокаций. Но в применении этого метода существуют определенные ограничения, главным образом из-за того, что распределение дислокаций и их взаимодействие в очень тонких срезах и в массивном материале могут отличаться. В последнее время наметились пути преодоления жестких требований к толщине образца в результате использования электронных микроскопов с более высоким напряжением (Дюпуи и Перье, 1962 г.). При ускоряющем напряжении 1000 кВ в светлом и темном поле исследовались образцы толщиной в 2—3 мкм. Пример такого исследования представлен на рис. 2.16.

## 2.5. РЕНТГЕНОВСКАЯ ДИФРАКЦИОННАЯ ТОПОГРАФИЯ

Прямые наблюдения дислокаций были сделаны с помощью рентгеновских лучей методом, сходным с элек-

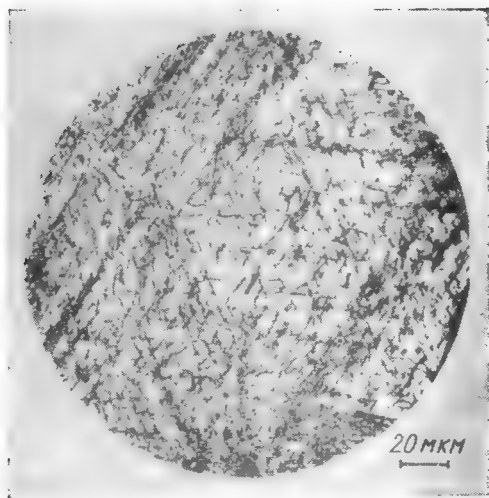


Рис. 2.17. Микрофотография, полученная с помощью рентгеновского дифракционного топографического метода, на которой видны дислокации в монокристалле кремния. В процессе топографирования не получается никакого увеличения, однако благодаря применению эмульсии с очень малыми зернами возможно последующее увеличение примерно в 500 раз (Дженкинсон и Ланг. «Прямые методы исследования дефектов в кристаллах»).



тронной дифракцией, однако с гораздо меньшим разрешением. Следовательно, он применим только к кристаллам с малыми плотностями дислокаций, около  $10^6$  на  $1 \text{ см}^2$ , но имеет и определенные преимущества, так как проникающая способность рентгеновских лучей больше, чем у электронов, поэтому можно использовать более толстые образцы. Образец, обычно большой монокристалл, ориентируется по отношению к рентгеновскому пучку семейством плоскостей, которые дают сильное брэгговское отражение. Отраженный пучок регистрируется фотографически. Как и в электронной дифракции, локальный изгиб решетки, связанный с дислокацией, приводит к изменению условий отражения, в этой области рентгеновские лучи рассеиваются иначе. Это приводит к уменьшению интенсивности пучка, дифрагированного от кристалла в области дефекта, на фотографии получается темная линия. Фотография дислокаций в кремнии с помощью рентгеновской дифракционной топографии представлена на рис. 2.17.

## **2.6. ИОННЫЙ ПРОЕКТОР**

Даже максимальное разрешение электронного микроскопа не позволяет исследовать положение отдельных атомов, в частности, нельзя наблюдать точечные дефекты, если они не сгруппированы в скопления. Это ограничение устраняется в ионном проекторе, который имеет разрешение 2—3 Å. Образец здесь представляет тонкую проволоку, которую электрополируют с одного конца, так что получается закругленное острие с радиусом 100—300 атомных расстояний. Можно получить топограмму позиций атомов в проволоке. Образец положительно заряжается (приобретает потенциал) до 5—15 кВ и помещается в высокий вакуум с некоторым количеством гелия. Атомы на поверхности образца ионизируются высоким положительным зарядом, в результате чего атомы гелия притягиваются к ним и отдают электрон в металл, становясь положительными ионами. Затем атомы гелия ускоряются вниз вдоль силовых линий, исходящих от металлического иона, и дают изображение иона на экране, которое фотографируется. Каждый атом выглядит на фотографии в виде светлого пятна.

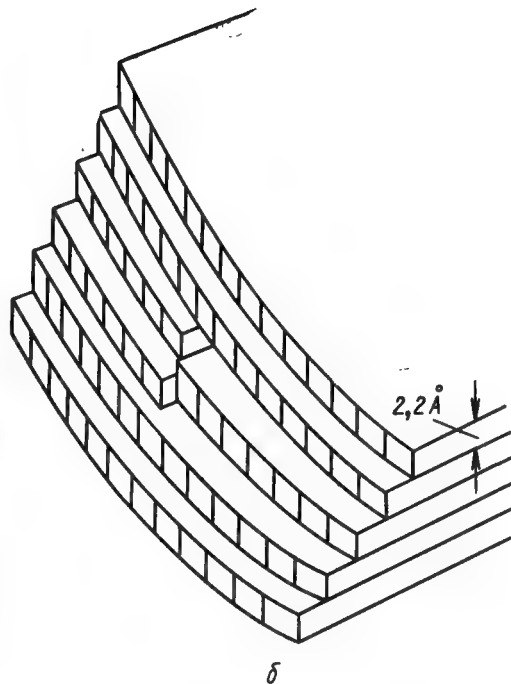
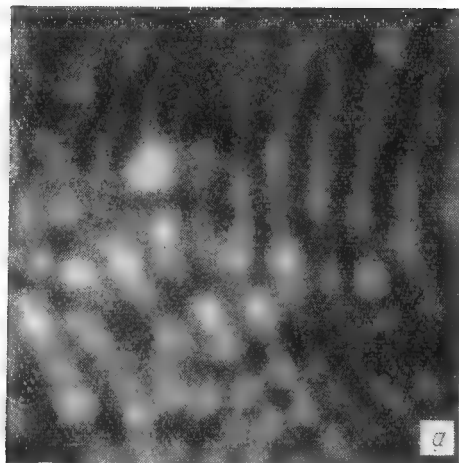


Рис. 2.18. *а* — Фотография, полученная в ионном проекторе и показывающая краевую дислокацию в молибдене. Каждое светлое пятно соответствует атому. *б* — Схематически показана дислокация, которая видна на фотографии [Brandon, Wald. Phil. Mag., 6, 1035 (1961) и Cottrell. J. Inst. Metals, 90, 449 (1962)].

Только некоторое число атомов образца (примерно 1 из 5) ионизуется и дает изображение на экране, но можно наблюдать характерное распределение, из которого делают вывод о положении всех остальных атомов. Когда в решетке отсутствует один из атомов (вакансия), отсутствует одно из белых пятен. Особенно ярко возможности метода продемонстрированы Брандоном и Вальдом (1961 г.), которые сфотографировали острие вольфрамовой проволоки до и после облучения  $\alpha$ -частицами. После облучения многие из светлых пятен исчезли, это свидетельствует о том, что атомы были выбиты с их мест  $\alpha$ -частицами (образовались вакансии). Пример краевой дислокации в молибдене, выявленной этим методом, показан на рис. 2.18. Там же дана схема атомных слоев вблизи дислокации.

В настоящее время применение ионной микроскопии ограничено определенным кругом металлов с сильными связями, такими, как вольфрам, молибден и платина. Метод применим для исследования распределения атомов лишь на очень малой площади и только на свободной поверхности, однако в тех случаях, когда требуется точная информация о положении отдельных атомов, этот метод имеет большую ценность.

## Глава 3

### ДВИЖЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ

#### 3.1. ПОНЯТИЕ СКОЛЬЖЕНИЯ

Существует два основных типа движения дислокаций: *сдвиг*, или *консервативное движение*, при котором дислокации движутся в плоскости, определенной линией дислокации и ее вектором Бюргерса, и *переползание*, или *неконсервативное движение*, при котором дислокация выходит из плоскости сдвига. Для рассмотрения удобно

ввести понятие *скольжения*, более общего проявления сдвига. Это полезно также для понимания структуры дислокации.

Пластическая деформация кристаллов происходит в результате движения, или скольжения, одной плоскости атомов по другой по так называемым плоскостям скольжения. Отдельные блоки кристалла между двумя плоскостями скольжения остаются неискаженными, как показано на рис. 3.1. Последующая деформация осуществляется как дальнейшим движением в имеющихся плоскостях скольжения, так и образованием новых плоскостей скольжения. Плоскость скольжения обычно

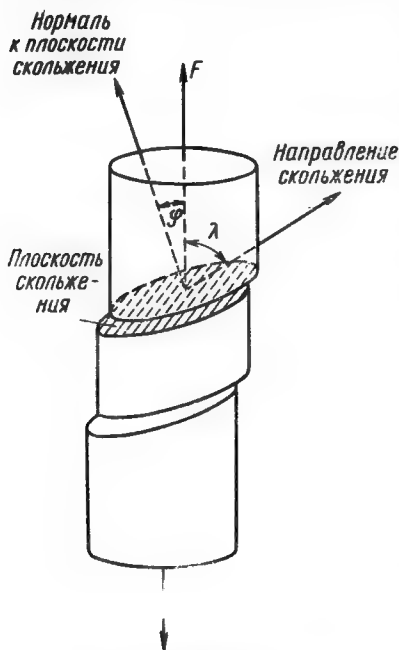


Рис. 3.1. Геометрия скольжения в кристаллических материалах.

является плоскостью с наибольшей плотностью атомов, а направление скольжения — направлением плотнейшей упаковки. Поэтому в гексагональных плотноупакованных кристаллах скольжение обычно идет по базисной пло-

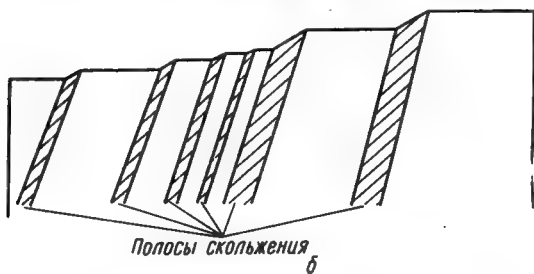
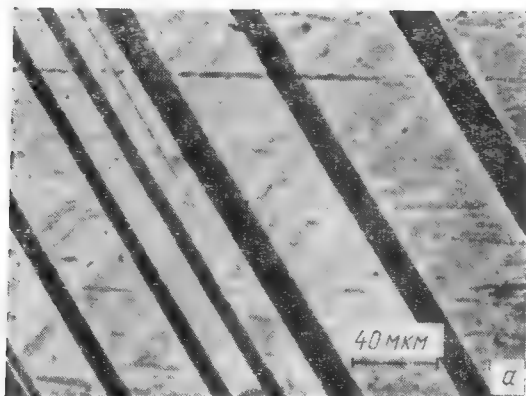


Рис. 3.2.

а — Прямые полосы скольжения в монокристаллах кремнистого железа 3,25% [SI, Hull. Proc. Roy. Soc., A 274, 5(1963)].

б — Схема образования полос скольжения. Каждая полоса состоит из большого числа ступенек скольжения на близко расположенных параллельных плоскостях скольжения.

скости (0001) в направлении типа  $[\bar{1}2\bar{1}0]$ , а в гранецентрированных кубических металлах — по плоскостям {111} в направлениях  $\langle 110 \rangle$ . В объемноцентрированных кубических кристаллах направление скольжения — плотноупакованное направление  $\langle 111 \rangle$ , но плоскость

скольжения четко не определена в макроскопическом масштабе; при низких температурах плоскость скольжения стремится к  $\{110\}$ .

Плоскость и направление скольжения составляют систему скольжения. Гранецентрированные кубические кристаллы имеют четыре плоскости  $\{111\}$  и три направления  $\langle 110 \rangle$ , поэтому у них двенадцать систем скольжения  $\{111\} \langle 110 \rangle$ . Скольжение приводит к образованию ступенек на поверхности кристалла. Их можно легко обнаружить, если тщательно отполировать поверхность перед пластической деформацией. На рис. 3.2 показано скольжение в кристалле кремнистого железа (3,25% Si); из диаграммы видно, что появляется сдвиг части кристалла по нормали к поверхности.

Для скольжения требуется определенное скалывающее напряжение. Рассмотрим кристалл (см. рис. 3.1), деформированный растяжением (приложена сила  $F$ ). Если  $A$  — площадь поперечного сечения, то растягивающее напряжение равно  $F/A$ . Проекция скалывающего напряжения  $\tau$  на направление скольжения будет

$$\tau = \frac{F}{A} \cos \varphi \cos \lambda, \quad (3.1)$$

где  $\varphi$  и  $\lambda$  — углы, которые составляет направление действующей силы с нормалью к плоскости скольжения и направлением скольжения соответственно. Если  $F_k$  — растягивающее усилие начала скольжения для данной плоскости, соответствующее напряжение  $\tau_k$  не зависит от ориентации кристалла. Величина  $\tau_k$  называется *эффективным критическим скалывающим напряжением скольжения*.

### 3.2. ДИСЛОКАЦИИ И СКОЛЬЖЕНИЕ

В гл. 1 показано, что теоретическое скалывающее напряжение скольжения во много раз больше, чем экспериментально наблюдаемое, т. е.  $\tau_k$ . Этот результат можно объяснить, если ввести в рассмотрение дислокации. Рассмотрим краевую дислокацию, представленную на рис. 1.13. Ее можно представить (см. гл. 1), например, сделав разрез по линии  $AEFD$  в кристалле, показанном на рис. 3.3, и сдвинув верхнюю половину кристалла относительно нижней на период решетки в направлении АВ.

Образуется лишняя полуплоскость  $EFGH$ , которая дает линию дислокации  $FE$ .

Дислокацию можно определить как *границу между сдвинутой и несдвинутой частями кристалла*. Кроме области вблизи дислокации, атомы на плоскости  $AEFD$

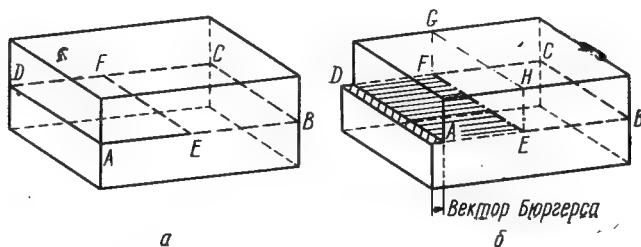


Рис. 3.3. Схема образования чисто краевой дислокации  $FE$ .

расположены правильно. Чтобы сдвинуть дислокацию вдоль плоскости  $ABCD$ , как показано на рис. 3.4, нужно сравнительно малое напряжение. Это вытекает из следующих соображений. В совершенной решетке все атомы

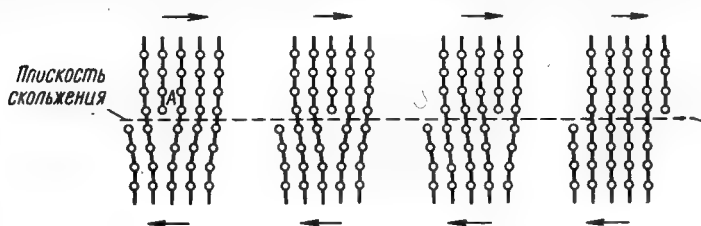


Рис. 3.4. Схема, поясняющая движение краевой дислокации.

выше и ниже плоскости скольжения находятся в положениях минимума энергии. Когда атомы смещаются, на них действует одна и та же сила, препятствующая движению. Когда в решетке есть дислокация, атомы, достаточно удаленные от дислокации, находятся в положении энергетического минимума, но вблизи дислокации это не так. Атомы, окружающие дислокацию, симметрично смещены в разные стороны от лишней полуплоскости, что вызывает равные и противоположные силы, стремящиеся их сдвинуть.

В этом упрощенном описании суммарные силы, действующие на дислокацию, отсутствуют, напряжение, необходимое для движения дислокации, равно нулю. На практике определенные условия приводят к возникновению сопротивления решетки движению дислокации, считают, что здесь действуют силы Пайерлса — Набарро (см. гл. 10), но это сопротивление гораздо меньше, чем теоретическое скалывающее напряжение совершенной решетки.

Движение дислокации из одного положения в соседнее (см. рис. 3.4) включает только малое перераспределение атомных связей вблизи дислокации. Движение одной дислокации в плоскости скольжения к поверхности кристалла приводит к возникновению ступеньки скольжения, равной вектору Бюргерса дислокации. Направление скольжения всегда параллельно вектору Бюргерса дислокации, ответственной за скольжение. Пластическую деформацию в результате движения дислокации можно определить следующим образом: если элемент дислокации с вектором Бюргерса  $\mathbf{b}$  описывает площадь  $A$  на плоскости скольжения с общей площадью  $A_c$ , две половины кристалла сместятся одна относительно другой на величину  $(A/A_c)b$  и пластическая деформация увеличится на  $Ab/v$ , где  $v$  — объем кристалла.

### 3.3. ПЛОСКОСТЬ СКОЛЬЖЕНИЯ

На рис. 3.3 краевая дислокация движется в плоскости  $ABCD$ , которая является *плоскостью скольжения*. Она однозначно определяется положением линии дислокации и вектора Бюргерса. Движение краевой дислокации поэтому связано с определенной плоскостью. Движение винтовой дислокации, например, от  $AA'$  до  $BB'$  на рис. 3.5, можно также рассматривать происходящим в плоскости скольжения,  $LMNO$ , при этом образуется ступенька сдвига. Однако здесь линия дислокации и вектор Бюргерса не определяют плоскости скольжения, а движение дислокации не связано с определенной плоскостью.

В двух примерах, показанных на рис. 3.3 и 3.5, предполагается, что движущиеся дислокации остаются прямыми. В общем случае, в частности после пластической деформации, они имеют изогнутую неправильную форму.



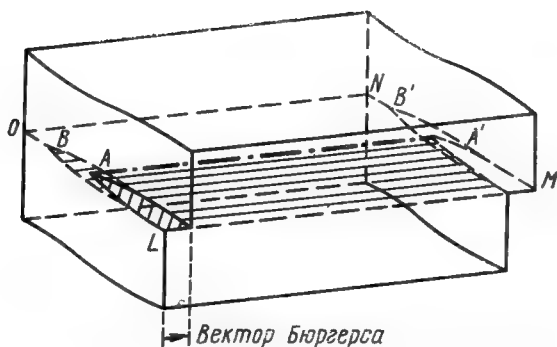


Рис. 3.5. Схема образования и движения чисто винтовой дислокации  $AA'$  в положение  $BB'$  скольжением.

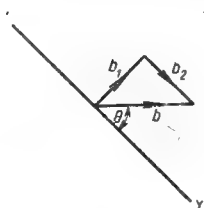
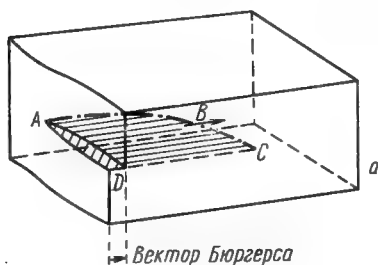


Рис. 3.6. Схема образования смешанной дислокации:

$a$  — изогнутая дислокация  $ABC$  в точке  $C$  — чисто краевая, а в точке  $A$  — чисто винтовая;  $b$  — вектор Бюргерса  $b$  дислокации  $XU$  разлагается на чисто краевую компоненту с вектором Бюргерса  $b_1$  и чисто винтовую компоненту с вектором  $b_2$ .

Более общая форма дислокации показана на рис. 3.6. Граница, разделяющая сдвинутую и несдвинутую части кристалла, т. е. дислокация, имеет форму кривой, но вектор Бюргерса один и тот же вдоль всей длины дислокации. Отсюда следует, что в точке *C*, где дислокационная линия *перпендикулярна* к вектору Бюргерса, дислокация *чисто краевая*, а в точке *A* — *параллельна* вектору Бюргерса и является *чисто винтовой*. В остальных точках она имеет *смешанный-краевой и винтовой характер*. Вектор Бюргерса **b** смешанной дислокации, *xy* на рис. 3.6, *б*, можно разложить на две компоненты, рассматривая дислокацию как две слившиеся дислокации: чисто краевую с вектором **b**<sub>1</sub>, расположенным под прямым углом к *xy*, и чисто винтовую с вектором **b**<sub>2</sub>, параллельным *xy*:

$$\mathbf{b}_1 + \mathbf{b}_2 = \mathbf{b}. \quad (3.2)$$

#### 3.4. ПОПЕРЕЧНОЕ СКОЛЬЖЕНИЕ

В общем случае винтовые дислокации стремятся двигаться в определенных кристаллографических плоскостях (см., например, расщепление дислокаций, раздел 5.3). В гранецентрированных кубических металлах винтовые дислокации движутся в плоскостях типа {111}, но переходят из одних плоскостей {111} в другие. Этот процесс, называемый поперечным скольжением, иллюстрируется рис. 3.7. На рис. 3.7, *а* малая дислокационная петля с вектором Бюргерса  $\mathbf{b} = \left(\frac{a}{2}\right) [\bar{1}01]$  расширяется в плоскости (111) под действием приложенного небольшого скалывающего напряжения. В точках *w* и *y* дислокация краевая, чисто положительная и чисто отрицательная соответственно, а в точках *x* и *z* — чисто винтовая, правого и левого вращения, соответственно. На некоторой стадии (рис. 3.7, *б*) напряжение, расширяющее петлю, стремится перевести дислокацию в плоскость ( $\bar{1}\bar{1}1$ ). Так как в точке *z* дислокация чисто винтовая, этот процесс возможен. На рис. 3.7, *в* видно, что петля перешла в другую плоскость ( $\bar{1}\bar{1}1$ ). На рис. 3.7, *г* показано *двойное поперечное скольжение*. Пример поперечного скольжения представлен на рис. 3.8. Поперечное скольжение дислокаций легко наблюдать в электронном микроскопе на просвет, так как движущаяся дислокация оставляет след, который медленно исчезает (рис. 3.9). В объемноцентрированных

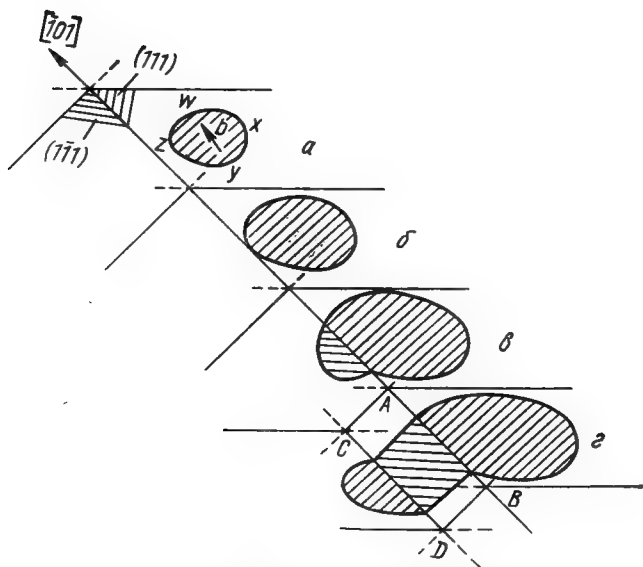


Рис. 3.7. Поперечное скольжение в гранецентрированном кубическом кристалле. Направление  $[101]$  является общим для плотноупакованных плоскостей  $(111)$  и  $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ . Винтовая дислокация в точке  $z$  может скользить в любой из этих плоскостей. Поверхность скольжения здесь уже не плоская, показано двойное поперечное скольжение.

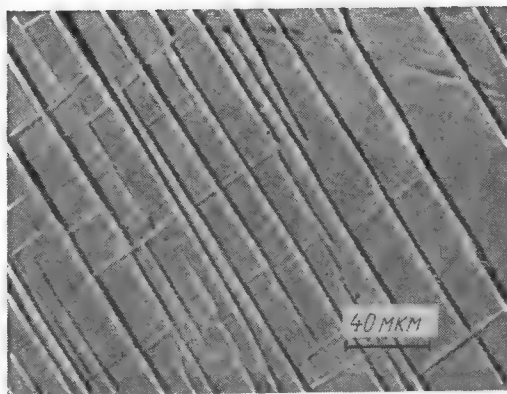


Рис. 3.8. Поперечное скольжение, выявленное на полированной поверхности монокристалла кремнистого железа (3,25% Si).

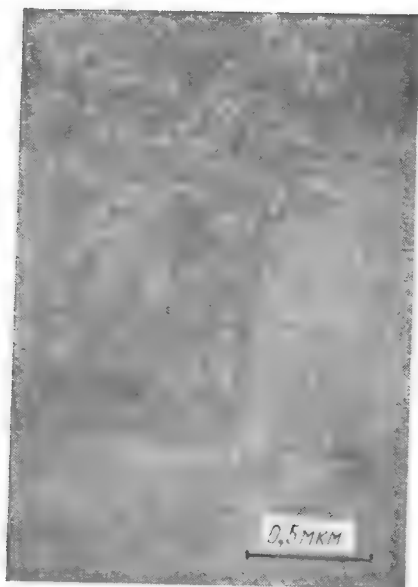


Рис. 3.9. Поперечное скольжение в тонкой фольге закаленного алюминия, которое наблюдалось в электронном микроскопе на просвет. Движущаяся дислокация оставляет за собой слабый след; темные линии соответствуют местам пересечения дислокации с поверхностями фольги [Silcox см. Hirsch, J. Instr. Metals, 87, 404 (1959)].

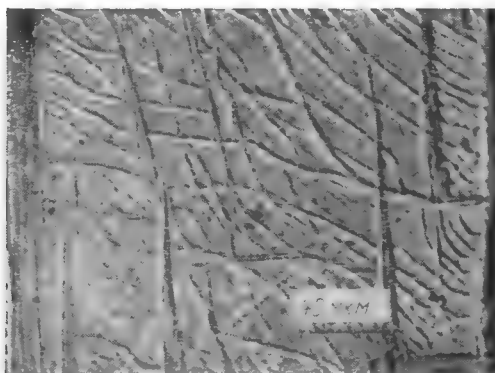


Рис. 3.10. Следы волнистого скольжения дислокаций в монокристалле кремнистого железа (3,25% Si), ( $\times 500$ ).

кубических металлах плоскость скольжения определена менее строго, винтовая дислокация часто блуждает из одной плоскости в другую, образуя волнистые линии скольжения на предварительно отполированных поверхностях (рис. 3.10).

### 3.3. СКОРОСТЬ ДВИЖЕНИЯ ДИСЛОКАЦИЙ

При скольжении дислокации движутся со скоростями, зависящими от приложенного напряжения, чистоты и температуры кристалла и типа дислокации. Прямой метод измерения скорости дислокаций был развит Джонстоном и Гилманом (1959 г.), которые использовали ямки травления для обнаружения положения дислокации на разных стадиях деформации (см. рис. 2.5). На кристалл, содержащий вновь образованные дислокации, которые обычно вводятся легкой деформацией поверхности, действуют импульсы напряжения определенной длительности. Из положения дислокаций до и после приложения напряжения можно определить расстояние, пройденное каждой дислокацией, а следовательно, и среднюю скорость движения дислокации.

Эксперимент повторяли при разных величинах и длительностях приложенного напряжения, в результате была получена функциональная зависимость скорости от напряжения (рис. 3.11). Скорость дислокации была измерена с точностью до двенадцати знаков, она оказалась очень чувствительной функцией эффективного скалывающего напряжения. Для скоростей  $10^{-7}$ — $10^{-1}$  см/сек в логарифмических координатах скорость дислокации является линейной функцией приложенного напряжения:

$$V \sim \left( \frac{\tau}{\tau_0} \right)^n, \quad (3.3a)$$

где  $V$  — скорость;  $\tau$  — компонента приложенного скалывающего напряжения в плоскости скольжения;  $\tau_0$  — скалывающее напряжение для  $V=1$  см/сек;  $n$  — константа, для фтористого лития экспериментально определенное значение ее равно примерно 25. Следует подчеркнуть, что уравнение (3.3a) чисто эмпирическое и не предполагает никакой физической интерпретации

с точки зрения движения дислокаций. Возможно, более реальной является следующая запись:

$$V = V_0 \exp \left( - \frac{A}{\tau} \right), \quad (3.36)$$

где  $V_0$  и  $A$  — константы, зависящие от материала. Для скоростей больших 10 см/сек с увеличением напряже-

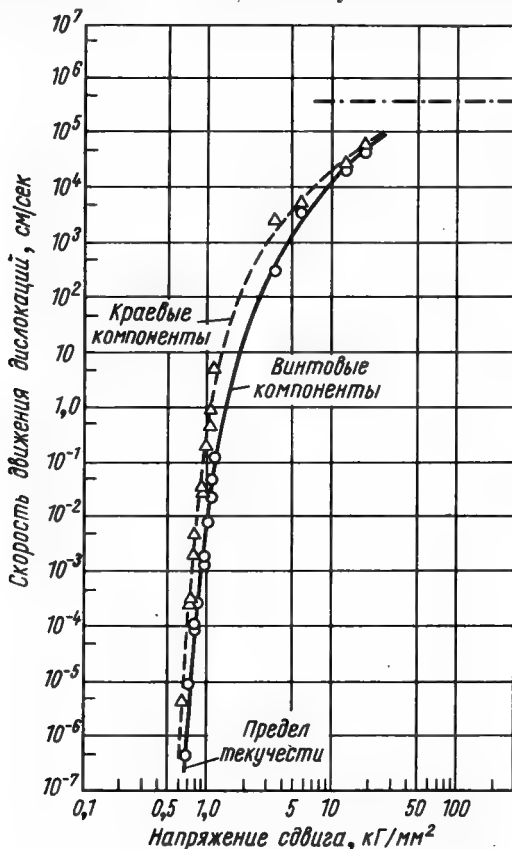


Рис. 3.11. Зависимость скорости движения краевых и винтовых дислокаций от напряжения во фтористом литии [Johnston, Gilman. J. Appl. Phys., 30, 129 (1959)].

ния скорость перестает расти так быстро и стремится к пределу, близкому к скорости распространения упру-

гих волн в данном материале. Скорости краевых и винтовых компонент дислокации измерялись независимо, оказалось, что в области низких скоростей краевые дислокации движутся в 50 раз быстрее винтовых.

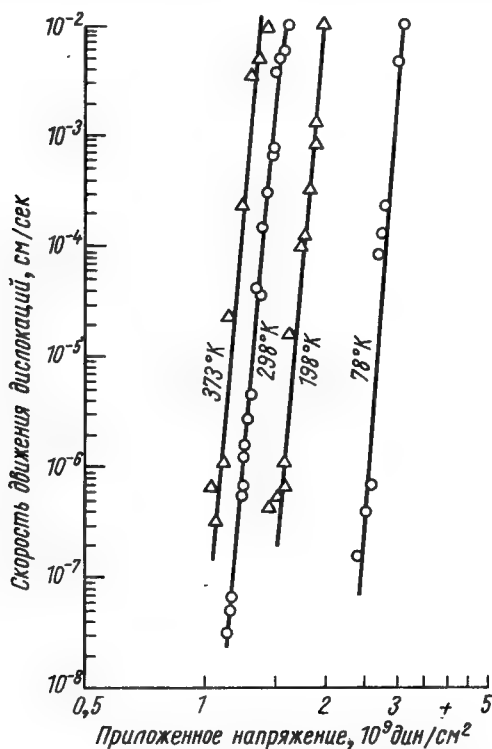


Рис. 3.12. Зависимость скорости движения краевых дислокаций от напряжения в кремнистом железе (3,25% Si) при различных температурах [Low. J. Appl. Phys., 31, 362 (1960)].

Влияние температуры на скорость движения дислокации иллюстрирует рис. 3.12 (по результатам Штейна и Лоу) на кремнистом железе (3,25% Si). В данном случае измерялись скорости дислокаций не выше  $10^{-2}$  см/сек, поэтому линии на графике не изгибаются, как для фтористого лития. Кривые соответствуют урав-

нению (3.3а). При температуре 293° К  $n \approx 35$ , при 78° К  $n \approx 44$ . Величина  $\tau_0$  возрастает с уменьшением температуры.

### 3.4. ПЕРЕПОЛЗАНИЕ

При низкой температуре, когда диффузия затруднена, и при отсутствии избыточной концентрации точечных дефектов движение дислокации почти полностью

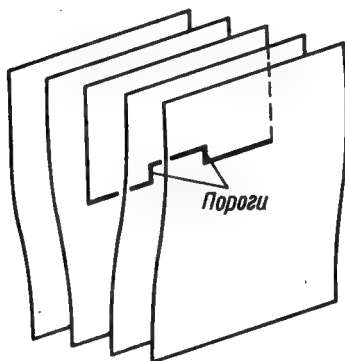


Рис. 3.13. Образование единичных порогов на краевой дислокации.

ограничивается скольжением. Однако при высоких температурах краевая дислокация может выходить из своей плоскости скольжения в результате процесса, называемого *переползанием*. Рассмотрим схему краевой дислокации, представленную на рис. 3.4. Если удалить ряд атомов А, перпендикулярный к плоскости чертежа, дислокационная линия передвинется вверх на одно межатомное расстояние, выйдя из своей первоначальной плоскости скольжения. Такой процесс называется *положительным переползанием*. Подобно этому, если добавить ряд атомов ниже лишней полуплоскости, линия дислокации передвинется вниз на одно межатомное расстояние — это схема отрицательного переползания. Положительное переползание может осуществляться в результате диффузии вакансий к А или оттоком межузельных атомов от А. Отрицательное переползание происходит при диффузии межузельных атомов к А или оттоком вакансий от А. Все эти процессы требуют переноса массы с помощью диффузии, поэтому для переползания нужна термическая активация. Чаще всего процесс переползания происходит в результате диффузии вакансий к дислокации и от нее.

Выше предполагалось, что целый ряд атомов удаляется одновременно, на практике к дислокации диффундируют отдельные вакансии или небольшие скоп-



ления вакансий. Рис. 3.13 иллюстрирует этот эффект. Происходит переползание короткого отрезка дислокационной линии, в результате чего образовались две ступеньки, называемые *порогами*. И положительное, и отрицательное переползание происходит путем образования и движения порогов. С другой стороны, пороги являются источниками и местами стока вакансий.

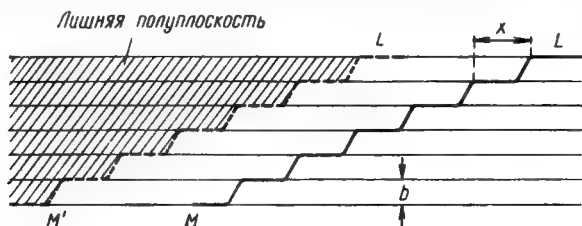


Рис. 3.14. Переползание краевой дислокации в результате перемещения порогов. Краевая дислокация  $LM$  содержит пороги, расстояние между ними равно  $x$ . Диффузия вакансий к порогам перемещает дислокацию в положение  $L'M'$ .

Описанные пороги имеют высоту, равную одному межатомному расстоянию, и характеристическую энергию  $U_{\text{п}} \approx 1$  эв (см. раздел 7.1). На единице длины дислокации имеется термодинамически равновесное число порогов:

$$n_{\text{п}} = n_0 \exp\left(-\frac{U_{\text{п}}}{kT}\right), \quad (3.4)$$

где  $n_0$  — число атомных мест на единицу длины дислокации.

Если  $U_{\text{в}}$  — энергия образования вакансии, а  $U_{\text{м}}$  — энергия ее движения (миграции), то энергия активации переползания при термодинамическом равновесии равна

$$U_{\text{пер}} = U_{\text{п}} + U_{\text{в}} + U_{\text{м}} = U_{\text{п}} + U_{\text{д}}, \quad (3.5)$$

где  $U_{\text{д}}$  — энергия активации самодиффузии.

Скорость переползания зависит от многих факторов, некоторые из них можно оценить из рис. 3.14. Краевая дислокация  $LM$  лежит под углом к плоскости скольжения и имеет вектор Бюргерса, нормальный к плоскости чертежа. Расстояние между порогами на  $LM$  равно  $x$ . Положительное переползание перемещает ли-

нию дислокации в положение  $L'M'$ , причем пороги сохраняются. Элементарный процесс здесь — движение порога вдоль линии дислокации, скорость движения порога определяет скорость переползания. Эта скорость зависит от двух основных факторов. Во-первых, приложенное напряжение определяет силу, которая стремится сдвинуть порог вправо, при этом порог должен образовать вакансию. Во-вторых, при повышении температуры появляется химическая сила в результате отклонения концентрации вакансий вокруг дислокации от равновесной величины. При излишке вакансий они стремятся комбинировать с вакансией на порогах, чтобы сохранить равновесную концентрацию, и тем самым сдвигают порог влево. Если действительная скорость порогов  $v_n$ , скорость переползания дислокации нормально к ее плоскости скольжения будет

$$v = v_n \frac{b}{x}, \quad (3.6)$$

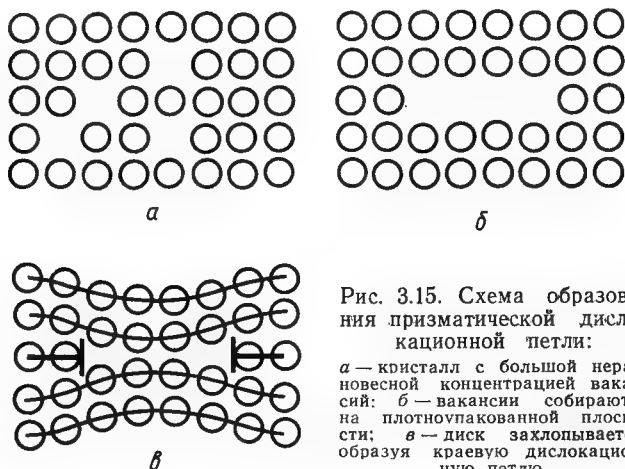
где  $b$  — межплоскостное расстояние.

Чисто винтовые дислокации не имеют лишней полуплоскости и в принципе не могут переползать. Однако существование даже малой краевой компоненты или порога на винтовой дислокации обеспечивает место для начала переползания. Два приведенных ниже примера иллюстрируют процесс переползания для краевых, и для преимущественно винтовых дислокаций.

### 3.7. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ПЕРЕПОЛЗАНИЯ

**Призматические петли дислокаций.** Вектор Бюргерса дислокационной петли, схематически показанной на рис. 3.7, лежит в плоскости скольжения, которая одновременно является и плоскостью петли. Когда вектор Бюргерса лежит не в плоскости петли, поверхность скольжения, определенная линией дислокации и ее вектором Бюргерса, представляет собой цилиндр. Такая дислокация называется *призматической*. Для такой дислокации возможно консервативное движение — скольжение вдоль цилиндрической поверхности; переползание при этом происходит в том случае, когда петля расширяется или сжимается.

Многочисленные наблюдения призматических петель были сделаны с помощью электронного микроскопа. Такие петли могут формироваться следующим образом. При быстрой закалке с высокой температуры образуется избыток вакансий (см. раздел 1.5), которые могут скапливаться в форме дисков в плоскостях с плотной упаковкой. Если диск достаточно большой, энергетически выгодным процессом для него будет захлопывание с образованием по краю диска дислокационной петли (рис. 3.15).



Если вектор Бюргерса нормален к плоскости петли, то образуется краевая дислокация. При избытке вакансий петли будут расширяться в результате положительного переползания, когда же вблизи есть сток вакансий, петли сжимаются в результате отрицательного переползания. На рис. 3.16 показан пример подобного процесса. Дислокационные петли образовались в тонком листе алюминия после закалки. Лист утонили до 1000 Å и изучали в электронном микроскопе на просвет. Поверхность листа представляет собой весьма эффективный сток вакансий, поэтому, когда фольгу нагревали под микроскопом (при этом термически активировалось образование и диффузия вакансий), петли сжимались и исчезали.

**Геликоидальные дислокации.** После термической обработки, создающей условия для переползания, в кри-

сталлах иногда наблюдаются дислокации в форме длинных спиралей. Примеры подобных дислокаций в кристаллах  $\text{CaF}_2$  и сплавах алюминия показаны на рис. 3.17. Геликоидальная дислокация в  $\text{CaF}_2$  получена

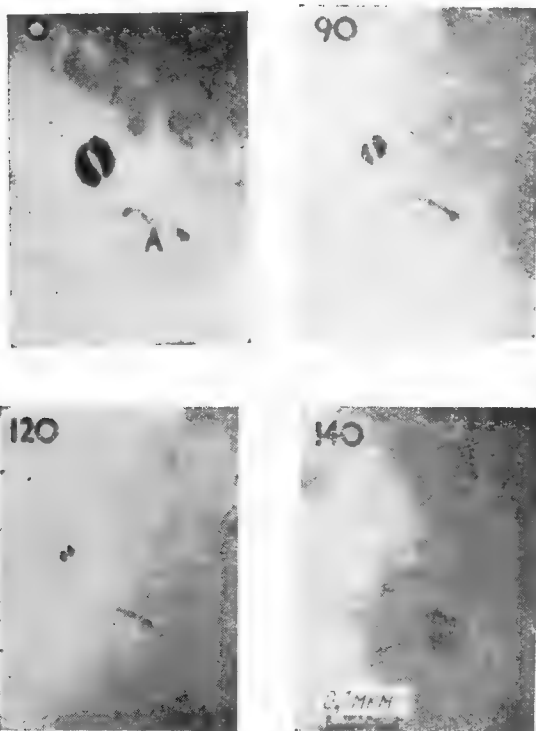


Рис. 3.16. Электронные фотографии на просвет, показывающие сокращение дислокационной петли в алюминии при отрицательном переползании. Числа на фотографиях указывают время отжига в секундах [Silcox, Whelan. *Phil. Mag.*, 5, 1 (1960)].

при нагревании кристалла до высокой температуры, алюминиевый сплав закаляли с температуры, близкой к точке плавления.

Для объяснения образования геликоидальных дислокаций Амелинksom с сотрудниками (1957 г.) был пред-

ложен следующий механизм. Дислокация  $AB$  (рис. 3.18) закреплена или блокирована в точках  $A$  и  $B$ . По характеру дислокация частично краевая, частично винтовая. Движение дислокации в плоскости  $ABA'$  имеет сдвиго-

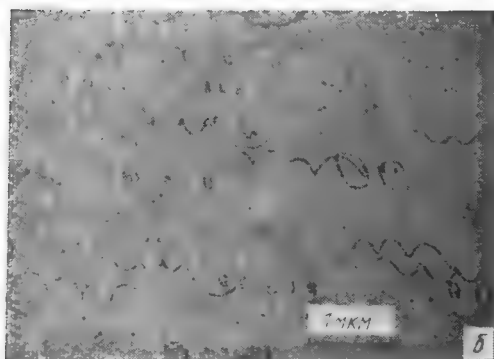
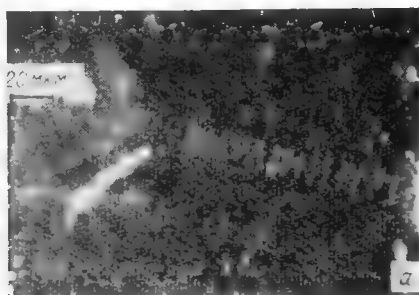


Рис. 3.17.

$a$  — Спиральная или геликондальная дислокация в кристалле  $\text{CaF}_2$  (флюорит), выявленная с помощью декорирования [Bontinck, Amelinckx Phil. Mag., 2, 94 (1957)];  
 $b$  — электронная микрофотография на просвет геликондальных дислокаций и отдельных дислокационных петель в сплаве  $\text{Al} - 1,25\% \text{ Si}$ , закаленном с  $550^\circ \text{C}$  в дистиллированной воде при  $50^\circ \text{C}$  [Westmacott, Barnes, Hull, Smallman. Phil. Mag., 6, 929, (1961)].

вой характер, так как в этой плоскости лежит и линия дислокации и вектор Бюргерса. Движение под прямым углом к этой плоскости соответствует переползанию. В данном случае к переползанию приводит излишек

вакансий при соответствующей температуре. Конфигурация дислокации после переползания показана на рис. 3.18, б.

Дислокация лежит теперь на поверхности цилиндра, ось которого параллельна вектору Бюргерса (*призматическая дислокация*) и может скользить по его поверхности. Дальнейшее переползание смещает отрезки дис-

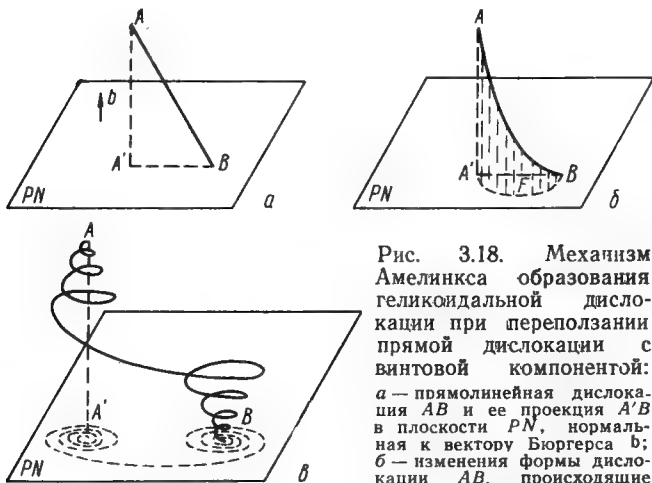


Рис. 3.18. Механизм Амелинка образования геликоидальной дислокации при переползании прямой дислокации с винтовой компонентой: а — прямолинейная дислокация  $AB$  и ее проекция  $A'B$  в плоскости  $PN$ , нормальная к вектору Бюргерса  $b$ ; б — изменения формы дислокации  $AB$ , происходящие при переползании.  $AB$  теперь изогнута и лежит на поверхности цилиндра, ось которого параллельна  $b$ . Дислокация может скользить по поверхности этого цилиндра. Площадь  $F$  пропорциональна количеству вещества, которое приходит или уходит при переползании;  $\vartheta$  — геликоидальная дислокация, образовавшаяся при дальнейшем переползании. Проекция этой дислокации на плоскость представляет собой двойную спираль, показанную на рисунке штриховой линией [Amelinkx, Bontinck, Dekoysen, Seitz, Phil. Mag., 2, 355, (1957)].

локации в направлении, нормальном к поверхности цилиндра, и дислокация превратится в двойную спираль, как показано на рис. 3.18, а. Радиус спирали будет наименьшим в узлах, так как при данной концентрации вакансий угол поворота здесь наибольший. Если расстояние  $A'B$  мало по сравнению с  $A'A$ , комбинация призматического скольжения и переползания приведет к образованию равномерной спирали. Вектор Бюргерса геликоидальной дислокации, показанной на рис. 3.18,

должен лежать вдоль оси геликонда. Геликонд состоит из винтовой дислокации, параллельной его оси, и набора призматических петель.

### 3.8. КОНСЕРВАТИВНОЕ ПЕРЕПОЛЗАНИЕ

Заголовок этого раздела находится в противоречии с определением основных типов движения дислокаций, приведенным в начале главы. Тем не менее Кроупа и Прайс (1961 г.) сделали следующее наблюдение. Приз-

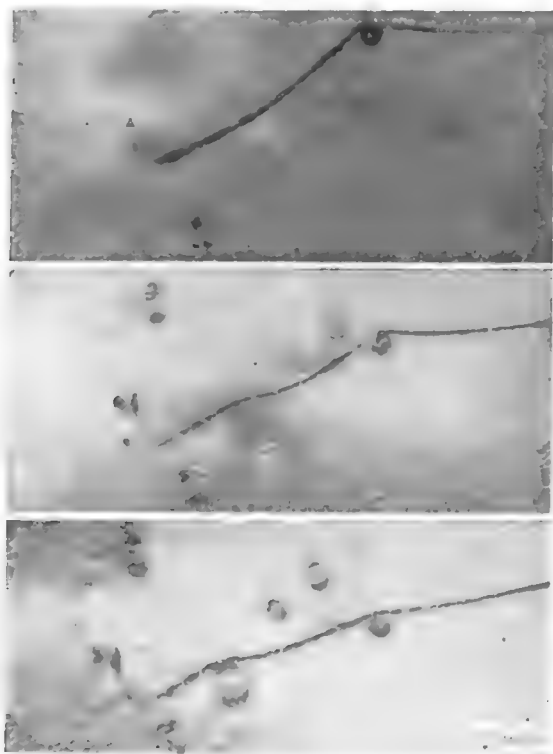


Рис. 3.19. Последовательность микрофотографий, показывающих консервативное переползание дислокационной петли с вектором Бюргерса, перпендикулярным к плоскости петли, при взаимодействии с краевой дислокацией.

матическая дислокационная петля (см. рис. 3.15), которая может скользить только вдоль цилиндра, содержащего линию дислокации и ее вектор Бюргерса, и переползает, только расширяясь или сжимаясь, двигалась под влиянием поля напряжений длинной краевой дислокации в своей плоскости, сохраняя первоначальный размер (рис. 3.19). Этот процесс представляет собой переползание, так как дислокация выходит из поверхности своего цилиндра скольжения. Однако размер петли не изменяется, следовательно, нет притока или утечки вакансий, нет объемной диффузии.

Кроупа и Прайс детально проанализировали этот случай и сделали заключение, что переползание происходит не путем самодиффузии, а в результате переноса вакансий при диффузии по трубке дислокации вокруг петли. Вакансии приводят к положительному переползанию с одной стороны петли и отрицательному переползанию с другой стороны. В соответствии с этим механизмом петля может двигаться в собственной плоскости; такой процесс и называют *консервативным переползанием*.



## Глава 4

### УПРУГИЕ СВОЙСТВА ДИСЛОКАЦИЙ

#### 4.1. ВВЕДЕНИЕ

Смещения атомов решетки при образовании дислокации приводят к появлению поля упругих напряжений вокруг дислокации. Рассмотрим, например, краевую дислокацию, показанную на рис. 1.13. Область выше плоскости скольжения, содержащая лишнюю атомную полу-плоскость, вставленную между обычными плоскостями решетки, оказывается сжатой, область ниже плоскости скольжения будет растянута. Хорошее приближение такого поля напряжений можно получить в рамках теории упругости. Предполагается, что кристалл представляет собой изотропный упругий континуум. Зная упругое поле напряжений, можно определить энергию дислокации, силы, действующие между дислокациями, и тому подобные параметры.

#### 4.2. КОМПОНЕНТЫ НАПРЯЖЕНИЯ

Напряжение в данной точке твердого тела можно разложить на нормальные и касательные компоненты. Эти компоненты напряжения можно представить с помощью элементарного куба, показанного на рис. 4.1. Касательное напряжение  $\tau$  (вектор) можно, в свою очередь, разложить на две компоненты в данной плоскости. Так, для плоскости (100) касательное напряжение имеет компоненты  $\tau_{xz}$  и  $\tau_{xy}$ . Первый индекс указывает плоскость, в которой действует напряжение, второй — направление. Плоскость лучше всего определить нормалью к ней; так,  $\tau_{xz}$  — касательное напряжение на плоскости, перпендикулярной к оси  $x$ , и действующее в направлении оси  $z$ . Напряжения, действующие в направлении нормали к граням куба, нельзя разложить на две составляющие, их обозна-

чают одним индексом, указывающим направление, в котором действует напряжение; например,  $\sigma_x$  — это нормальное напряжение, действующее в направлении  $x$ .

Компоненты напряжения на передних гранях считаются положительными, компоненты напряжения на зад-

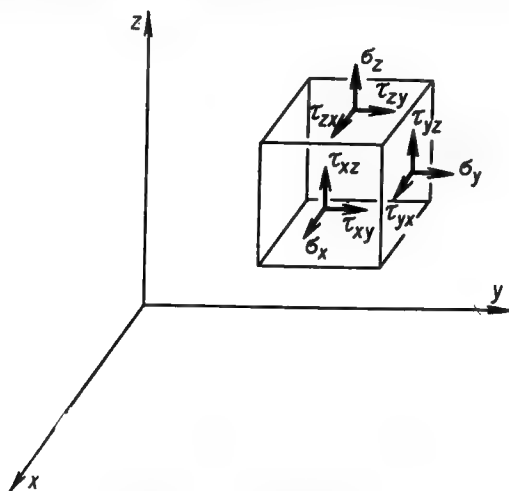


Рис. 4.1. Компоненты напряжения, действующие на элементарный единичный куб.

них гранях берем равными по величине компонентам на передних гранях, но со знаком минус. Нормальные растягивающие напряжения — положительные, нормальные сжимающие напряжения — отрицательные.

Чтобы описать напряжение в данной точке, следует определить девять компонент напряжения, а именно  $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$ ,  $\sigma_z$ ,  $\tau_{xy}$ ,  $\tau_{xz}$ ,  $\tau_{yx}$ ,  $\tau_{yz}$ ,  $\tau_{zx}$  и  $\tau_{zy}$ . Если рассчитать моменты сил в направлении  $z$ , можно показать, что для равновесия в любой точке необходимо выполнение условий

$$\tau_{xy} = \tau_{yx}, \quad \tau_{zx} = \tau_{xz}, \quad \tau_{yz} = \tau_{zy}. \quad (4.1)$$

Иногда более удобно использовать полуполярные координаты напряжения (рис. 4.2). Так  $\sigma_r$  — это радиальное напряжение,  $\sigma_\theta$  — напряжение по касательной к

окружности. Тогда девять компонент напряжения будут выглядеть следующим образом:

$$\sigma_r, \sigma_\theta, \sigma_z, \tau_{r\theta}, \tau_{\theta r}, \tau_{rz}, \tau_{zr}, \tau_{z\theta}, \tau_{\theta z}.$$

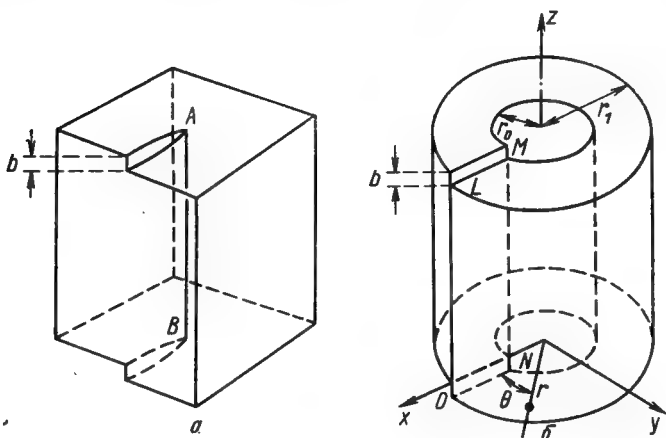


Рис. 4.2.

*a* — Винтовая дислокация *AB*; *б* — упругое искажение цилиндрического кольца, имитирующее поле напряжений винтовой дислокации *AB*.

### 4.3. ПОЛЕ НАПРЯЖЕНИЙ ДИСЛОКАЦИИ

**Винтовая дислокация.** Упругие напряжения вокруг дислокации можно представить, если рассмотреть деформацию цилиндрического кольца изотропного материала. Рассмотрим винтовую дислокацию *AB*, показанную на рис. 4.2, *a*; кольцо изотропного материала на рис. 4.2, *б* продеформировано таким образом, что искажения в обоих случаях подобны. В кольце сделан радиальный разрез параллельно оси *z*, затем свободные поверхности разреза жестко смещены по отношению друг к другу на расстояние *b*, равное длине вектора Бюргера винтовой дислокации, в направлении *z*. В кольце образуется однородная деформация сдвига  $\epsilon_{\theta z} (= \epsilon_{z\theta})$ , равная высоте ступеньки *b*, деленной на длину окружности  $2\pi r$  цилиндрического элемента радиуса *r*:

$$\epsilon_{\theta z} = \frac{b}{2\pi r}. \quad (4.2)$$

Соответствующее напряжение

$$\tau_{\theta z} = \tau_{z\theta} = \frac{Gb}{2\pi r}, \quad (4.3)$$

где  $G$  — модуль сдвига. Смещение кольца происходит в направлении  $z$ , в направлении  $x$  и  $y$  не будет смещений, поэтому остальные компоненты напряжения равны нулю:

$$\sigma_r = \sigma_\theta = \sigma_z = \tau_{r\theta} = \tau_{\theta r} = \tau_{rz} = \tau_{zr} = 0. \quad (4.4)$$

Таким образом, поле напряжений имеет две чисто сдвиговые компоненты:  $\tau_{\theta z}$ , действующую в радиальной плоскости параллельно направлению  $z$ , и  $\tau_{z\theta}$ , действующую в плоскостях, нормальных оси  $z$ , перпендикулярно к радиусу.

Поле напряжений имеет осевую симметрию относительно дислокации,  $\tau_{\theta z} = Gb/2\pi r$ , и оно не зависит от  $\theta$ . Это связано с тем обстоятельством, что винтовая дислокация не имеет лишней полуплоскости и не привязана к определенной плоскости скольжения.

В прямоугольных координатах компоненты напряжения винтовой дислокации имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} \tau_{xz} = \tau_{zx} &= -\frac{Gb}{2\pi} \cdot \frac{y}{x^2 + y^2}; \\ \tau_{yz} = \tau_{zy} &= \frac{Gb}{2\pi} \cdot \frac{x}{x^2 + y^2}; \\ \sigma_x = \sigma_y = \sigma_z = \tau_{xy} = \tau_{yx} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (4.5)$$

**Краевая дислокация.** Поле напряжений краевой дислокации более сложно, чем у винтовой, но его можно представить таким же образом, с помощью упругого кольца. Рассмотрим краевую дислокацию, схематически изображенную на рис. 4.3, а, подобное упругое поле искажений можно образовать в кольце при жестком смещении поверхности разреза в направлении  $x$  на расстояние  $b$  (рис. 4.3, б). Деформация в направлении  $z$  равна нулю. Деформация существенно плоская. Компоненты

напряжения в полуполярных координатах, определенные в рамках теории упругости, будут равны:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_r = \sigma_\theta &= -D \frac{\sin \theta}{r}; \\ \tau_{\theta r} = \tau_{r\theta} &= D \frac{\cos \theta}{r}; \\ \sigma_z &= \nu (\sigma_r + \sigma_\theta); \\ \tau_{rz} = \tau_{zr} = \tau_{z\theta} &= \tau_{\theta z} = 0, \end{aligned} \right\} \quad (4.6)$$

где  $D = \frac{Gb}{2\pi(1-\nu)}$ ;  $\nu \approx 0,3$  — коэффициент Пуассона. На-

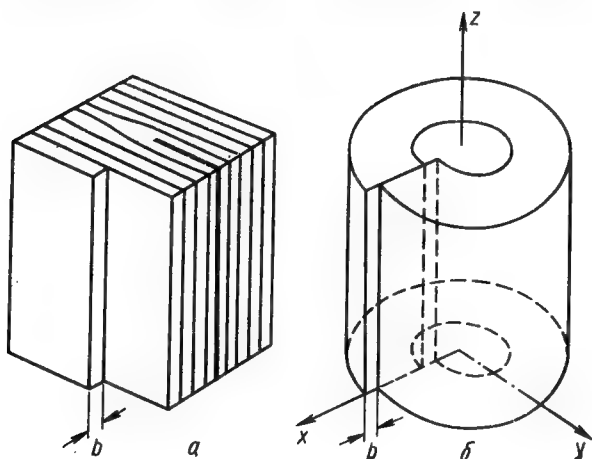


Рис. 4.3.

$a$  — Краевая дислокация;  $b$  — упругое искажение цилиндрического кольца, имитирующее поле искажений краевой дислокации.

пряжения  $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$  и  $\tau_{xy}$  можно определить из выражений для  $\sigma_r$ ,  $\sigma_\theta$  и  $\tau_{r\theta}$ . Они равны:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_x &= -Dy \frac{3x^2 + y^2}{(x^2 + y^2)^2}; \\ \sigma_y &= Dy \frac{x^2 - y^2}{(x^2 + y^2)^2}; \\ \tau_{xy} = \tau_{yx} &= Dx \frac{x^2 - y^2}{(x^2 + y^2)^2}; \\ \sigma_z &= \nu (\sigma_x + \sigma_y); \\ \tau_{xz} = \tau_{zx} = \tau_{yz} &= \tau_{zy} = 0. \end{aligned} \right\} \quad (4.7)$$

Мы видим, что поле напряжений имеет и гидростатические и касательные компоненты. Наибольшее нормальное напряжение  $\sigma_x$ , оно действует параллельно вектору сдвига. Так как плоскость скольжения можно определить как  $y=0$ , максимальные сжимающие напряжения ( $\sigma_x$  отрицательно) действуют непосредственно выше плоскости скольжения, а максимальные растягивающие напряжения ( $\sigma_x$  положительно) — непосредственно ниже плоскости скольжения. Такой тип искажений качественно иллюстрирует рис. 1.13.

Приведенные выше уравнения широко используются при изучении проблем, связанных с дислокациями. Но есть некоторые ограничения, которые следует иметь в виду. Во-первых, решения в рамках теории упругости применимы только к кольцу изотропного материала, но не могут быть применены к цилиндрическому твердому телу.

Уравнения (4.3) и (4.6) показывают, что напряжение меняется обратно пропорционально расстоянию от центра кольца, т. е. как  $\frac{1}{r}$ , поэтому при  $r=0$  оно обращается к бесконечности. Очевидно, в центре дислокации не может быть бесконечных напряжений, поэтому существует предельный радиус  $r_0$ , на расстояниях, меньших этого радиуса, решения этих уравнений неприменимы к реальным случаям. Предполагается, что  $r_0$  составляет 5—10 Å. Центральная область вокруг дислокации радиуса  $r_0$  называется ядром дислокации. Во-вторых, реальный кристалл не является изотропным континуумом, в ядре дислокации необходимо рассматривать смещения отдельных атомов и силы между ними. Это представляет очень трудную математическую задачу, поэтому свойства ядра дислокации до сих пор не вполне понятны.

#### 4.4. ЭНЕРГИЯ ИСКАЖЕНИЙ ДИСЛОКАЦИИ

Так как вокруг дислокации существует поле напряжений, следует предположить, что с дислокацией связана энергия искажений. Она равна работе, выполненной при образовании дислокации. Общую энергию искажений можно разделить на две части:

$$E = E_{\text{яд}} + E_{\text{упр}}. \quad (4.8)$$

Упругую энергию искажений можно подсчитать, взяв значения компонент напряжения из уравнений (4.3) и (4.6). Для винтовой дислокации работа (половина произведения напряжения на деформацию), выполненная при перемещениях граней кристалла единичной длины на расстояние  $b$  в направлении скольжения друг относительно друга (см. рис. 4.2, б), будет равна

$$E_{\text{упр}} = \frac{1}{2} \int_{r_0}^{r_1} \tau_{\theta z} b dr. \quad (4.9)$$

Из уравнения (4.3)

$$\tau_{\theta z} = \frac{Gb}{2\pi r},$$

поэтому

$$E_{\text{упр (в)}} = \frac{1}{2} \int_{r_0}^{r_1} \frac{Gb^2 \cdot dr}{2\pi r} = \frac{Gb^2}{4\pi} \ln \left( \frac{r_1}{r_0} \right), \quad (4.10)$$

где  $r_1$  — внешний диаметр кристалла. Упругая энергия кристалла, содержащего единичную дислокацию, зависит, как это видно из уравнения, от его размера.

Соответствующее уравнение для краевой дислокации, использующее то же приближение (рис. 4.3, б), будет

$$E_{\text{упр(кр)}} = \frac{1}{2} \int_{r_0}^{r_1} \tau_{r\theta} b dr. \quad (4.11)$$

Из уравнения (4.6)

$$\tau_{r\theta} = \frac{Gb}{2\pi(1-\nu)} \frac{\cos \theta}{r}.$$

Если разрез сделан вдоль плоскости скольжения,  $\cos \theta = 1$ , поэтому

$$E_{\text{упр(кр)}} = \frac{1}{2} \int_{r_0}^{r_1} \frac{Gb^2}{2\pi(1-\nu)} \cdot \frac{dr}{r} = \frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)} \ln \left( \frac{r_1}{r_0} \right) \quad (4.12)$$

( $\nu$  — коэффициент Пуассона).

Таким образом, упругая энергия краевой дислокации больше, чем у винтовой дислокации, в  $1/(1-\nu)$  раз. Если взять  $r_1 = 1$  см,  $r_0 = 10^{-7}$  см,  $G = 4 \cdot 10^{11}$  дин·см<sup>-2</sup>,  $b =$

$= 2,5 \cdot 10^{-8}$  см, получим значение упругой энергии искажений для краевой дислокации около  $5 \cdot 10^{-4}$  эрг·см<sup>-2</sup> или около 8 эв на каждую атомную плоскость, пронизываемую дислокацией (Коттрелл, 1953 г.). В кристаллах, содержащих много дислокаций, упругие поля напряжений соседних дислокаций стремятся скомпенсировать друг друга. Величину  $r_1$  обычно выбирают равной половине среднего расстояния между дислокациями при хаотическом распределении дислокаций.

Оценки энергии ядра дислокации, как правило, являются очень приближенными. Тем не менее эти оценки позволяют предположить, что энергия ядра дислокации составляет величину порядка 0,5—1,5 эв на каждую атомную плоскость, пронизываемую дислокацией, т. е. это всего лишь небольшая доля упругой энергии.

В разделе 3.3 упоминалось, что большинство дислокаций имеет смешанный краевой и винтовой характер. При подсчете энергии таких дислокаций их можно рассматривать как суперпозицию двух дислокаций, как показано на рис. 3.6., б. Вектор Бюргерса смешанной дислокации  $\mathbf{b}$  можно разложить на вектор Бюргерса краевой дислокации  $\mathbf{b}_1$  и винтовой дислокации  $\mathbf{b}_2$ , где  $b_1 = b \sin \theta$  и  $b_2 = b \cos \theta$ . Так как вектора Бюргерса этих дислокаций расположены под прямым углом, упругая энергия, связанная с взаимодействием между дислокациями, отсутствует (см. раздел 4.6), а общая энергия будет представлять сумму собственных энергий краевой и винтовой дислокаций (уравнения 4.10 и 4.12). Поэтому

$$\begin{aligned} E_{\text{упр(см)}} &= \left\{ \frac{Gb^2 \sin^2 \theta}{4\pi(1-\nu)} + \frac{Gb^2 \cos^2 \theta}{4\pi} \right\} \ln \left( \frac{r_1}{r_0} \right) = \\ &= \frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)} \ln \left( \frac{r_1}{r_0} \right) [1 - \nu \cos^2 \theta]. \end{aligned} \quad (4.13)$$

Эта величина является промежуточным значением между энергиями краевой и винтовой дислокаций.

По виду выражений для энергии краевой, винтовой и смешанной дислокаций можно заключить, что величина энергии на единицу длины относительно не чувствительна к характеру дислокации, а также к величинам  $r_1$  и  $r_0$ . Взяв реальные величины  $r_1$  и  $r_0$ , все уравнения можно переписать в виде

$$E_{\text{упр}} = \alpha Gb^2, \quad (4.14)$$



где  $\alpha \approx 0,5-1,0$ . Отсюда следует очень простое правило (правило Франка) для определения возможности той или другой дислокационной реакции (более детально об этом см. гл. 7). Рассмотрим реакцию двух дислокаций скольжения  $(a/2) \langle 111 \rangle$  в объемноцентрированном кубическом металле, движущихся в двух разных плоскостях скольжения и взаимодействующих с образованием третьей дислокации:

$$\left. \begin{aligned} \frac{a}{2} [1\bar{1}\bar{1}] + \frac{a}{2} [111] &\rightarrow a [100]; \\ \mathbf{b}_1 + \mathbf{b}_2 &\rightarrow \mathbf{b}. \end{aligned} \right\} \quad (4.15)$$

Из уравнения (4.14) видно, что упругие энергии и кажущихся для этих дислокаций пропорциональны  $b_1^2$ ,  $b_2^2$  и  $b^2$ . Так как  $b_1^2 = a^2 \left( \frac{1}{4} + \frac{1}{4} + \frac{1}{4} \right)$ ,  $b_2^2 = a^2 \left( \frac{1}{4} + \frac{1}{4} + \frac{1}{4} \right)$ , а  $b^2 = a^2(1+0+0)$ , отсюда следует, что при встрече таких дислокаций возможна реакция между ними, потому что она приводит к уменьшению энергии. Дислокация с вектором Бюргерса  $\mathbf{b}$  стремится диссоциировать на дислокации  $\mathbf{b}_1$  и  $\mathbf{b}_2$ , если  $b^2 > b_1^2 + b_2^2$ . Здесь предполагается, что нет дополнительной энергии взаимодействия, т. е. до и после реакции реагирующие дислокации находятся на достаточно большом расстоянии друг от друга, так что энергия взаимодействия между ними мала.

#### 4.5. СИЛЫ, ДЕЙСТВУЮЩИЕ НА ДИСЛОКАЦИИ

Если к кристаллу, содержащему дислокации, приложить достаточно большое напряжение, дислокации будут двигаться, их скольжение приводит к пластической деформации кристалла. В процессе движения дислокаций приложенное напряжение выполняет работу, следовательно, на дислокацию действует эффективная сила, заставляющая ее двигаться вперед. Рассмотрим дислокацию, движущуюся в направлении ее вектора Бюргерса под влиянием однородного скалывающего напряжения (рис. 4.4). Когда элемент  $ds$  дислокационной линии с вектором Бюргерса  $\mathbf{b}$  продвинется вперед на расстояние  $dl$ , части кристалла выше и ниже плоскости сколь-

жения сместятся друг относительно друга. Среднее смещение будет равно

$$\left(\frac{ds \cdot dl}{A}\right) b, \quad (4.16)$$

где  $A$  — площадь плоскости скольжения. Приложенная сила, соответствующая напряжению  $\tau$ , равна  $A\tau$ , так что элементарная работа, производимая при скольжении, равна

$$dW = A\tau \left(\frac{ds \cdot dl}{A}\right) b. \quad (4.17)$$

Силу  $F$ , действующую на единицу длины дислокации, можно определить как работу, необходимую для перемещения единицы длины дислокации на единичное расстояние. Следовательно,

$$F = \frac{dW}{ds \, dl} = \frac{dW}{dA} = \tau b. \quad (4.18)$$

Сила перпендикулярна к дислокации в каждой точке вдоль всей ее длины и направлена к той части плоскости скольжения, где сдвиг еще не произошел.

Кроме силы, возникающей в результате приложения внешнего напряжения, существует *линейное натяжение дислокации*, аналогичное поверхностному натяжению мыльного пузыря или жидкости. Оно появляется из-за того, что, как подчеркивалось в предыдущем разделе, энергия искажений дислокации пропорциональна ее длине, поэтому любое увеличение длины дислокации приводит к увеличению энергии. Линейное натяжение измеряется в единицах энергии на единицу длины. В рамках приближения, использованного в уравнении (4.14), линейное натяжение, определяемое как увеличение энергии на единицу длины линии дислокации, можно выразить как

$$T = \alpha G b^2. \quad (4.19)$$

Рассмотрим изогнутую дислокацию, показанную на рис. 4.5. Линейное натяжение дислокации будет вызывать силу, стремящуюся выпрямить линию дислокации и, таким образом, уменьшить ее общую энергию. Эта сила перпендикулярна к линии дислокации и направлена по

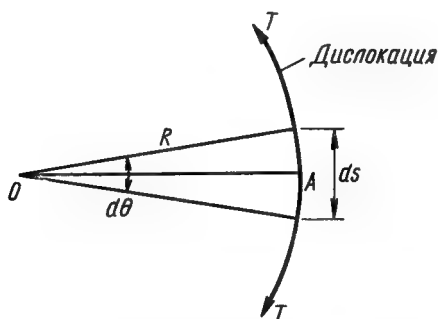


Рис. 4.5. Линейное натяжение дислокации.

радиусу к центру кривизны. Линия дислокации остается изогнутой только в том случае, если будет существовать скалывающее напряжение, соответствующее силе, которая действует на линию дислокации, и направленное в противоположную сторону.

Чтобы найти напряжение  $\tau_0$  при данном радиусе кривизны, можно применить следующий метод (Коттрелл, 1953 г.). Рассмотрим элементарную дугу  $ds$  дислокационной линии с вектором Бюргерса  $b$ . Центральный угол, соответствующий этой дуге, здесь равен  $d\theta = ds/R$ . Сила вдоль радиуса  $OA$ , направленная наружу и возникающая при приложении напряжения, действующего на элементарный отрезок дислокации, равна  $\tau_0 b ds$ . Сила противоположного знака, вызванная линейным натяжением  $T$  на концах элементарной дуги, равна  $2T \sin(d\theta/2)$ . При малых величинах  $d\theta$  она равна  $T d\theta$ . Линия дислокации данной кривизны будет в равновесии в том случае, если

$$T d\theta = \tau_0 b ds; \quad (4.20)$$

$$\tau_0 = \frac{T}{bR}.$$

Подставляя значение  $T$  из уравнения (4.19), получим

$$\tau_0 = \frac{\alpha G b}{R}. \quad (4.21)$$

Это напряжение необходимо, чтобы изогнуть дислокацию до радиуса  $R$ . Данное выражение часто используется в последующих главах, в частности, при рассмотрении дислокационного размножения с помощью механизма Франка — Рида.

#### 4.6. СИЛЫ, ДЕЙСТВУЮЩИЕ МЕЖДУ ДИСЛОКАЦИЯМИ

Начнем с простого полукачественного рассмотрения. Возьмем две параллельные краевые дислокации с вектором Бюргерса  $b$ , лежащие в одной и той же плоскости скольжения. Они могут иметь как одинаковые знаки (рис. 4.6, *а*), так и разные (рис. 4.6, *б*). Когда дислокации находятся на большом расстоянии друг от друга, их общая упругая энергия в обоих случаях будет равна

$$2 \frac{G b^2}{4\pi(1-\nu)} \ln\left(\frac{r_1}{r_0}\right), \quad (4.22)$$

если предположить, что дислокации имеют единичную длину. Когда дислокации одного знака (рис. 4.6, *а*) сливаются, их можно рассматривать в некотором приближении как единичную дислокацию с вектором Бюргерса  $2b$ , следовательно, упругая энергия будет равна

$$\frac{G (2b)^2}{4\pi(1-\nu)} \ln\left(\frac{r_1}{r_0}\right), \quad (4.23)$$

что вдвое больше энергии дислокаций, разделенных большим расстоянием. Ясно, что в этом случае дислокации будут отталкиваться, так как их взаимодействие приводит к увеличению общей упругой энергии. При взаимодействии дислокаций разных знаков (рис. 4.6, *б*) их эффективный вектор Бюргерса будет равен нулю, соответственно будет равна нулю и энергия упругого поля. Таким образом, дислокации разных знаков будут притягиваться, взаимоуничтожая друг друга, так как их взаимодействие уменьшает упругую энергию.

Интересная ситуация возникает, когда две дислокации лежат в плоскостях скольжения, разделенных несколькими атомными расстояниями, как показано на

рис. 4.6, в. В этом случае дислокации не могут полностью уничтожить друг друга, образуя область совершенной решетки, но они могут объединяться с образованием ряда вакансий (рис. 4.6 г) или межузельных атомов.

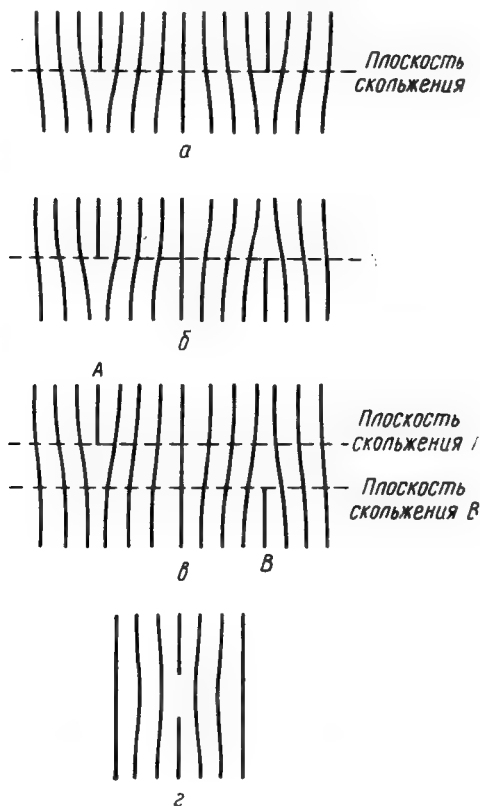


Рис. 4.6. Схема расположения краевых дислокаций с параллельными векторами Бюргерса, лежащих в параллельных плоскостях скольжения:

а — дислокации одного знака в одной и той же плоскости скольжения; б — дислокации противоположного знака в одной плоскости скольжения; в — дислокации разного знака в плоскостях, разделенных несколькими атомными расстояниями; г — результат взаимодействия дислокаций разного знака, лежавших в параллельных плоскостях (случай в); образовался ряд вакансий.

Величины сил, действующих между дислокациями, подсчитаны для нескольких простых случаев расположения дислокаций. При этом в основном используется

метод определения работы, которую необходимо совершить при введении дислокации в кристалл, уже содержащий одну дислокацию. Рассмотрим две краевые дислокации (рис. 4.7), расположенные параллельно оси  $z$ , с векторами Бюргерса, параллельными оси  $x$ . Общую энергию системы можно разделить на три части: собственная энергия дислокации I, собственная энергия дислокации II и энергия взаимодействия между дислокациями I и II. Энергию взаимодействия мы получим, если из общей работы, необходимой для введения в кристалл дислокации II в положение с координатами  $(x, y)$ , вычтем собственную энергию дислокации II. Силу, действующую на единицу длины линии дислокации, получим после дифференцирования согласно уравнению (4.18),  $F = dW/dA$ . Компоненты силы, действующей на единицу длины, равны

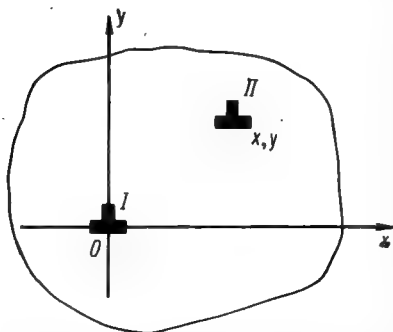


Рис. 4.7. Взаимодействие между двумя краевыми дислокациями (Коттрелл. «Дислокации и пластическое течение в кристаллах». М., Металлургиздат, 1958).

Рис. 4.7. Взаимодействие между двумя краевыми дислокациями I и II. Энергию взаимодействия мы получим, если из общей работы, необходимой для введения в кристалл дислокации II в положение с координатами  $(x, y)$ , вычтем собственную энергию дислокации II. Силу, действующую на единицу длины линии дислокации, получим после дифференцирования согласно уравнению (4.18),  $F = dW/dA$ . Компоненты силы, действующей на единицу длины, равны

$$\left. \begin{aligned} F_x &= \tau_{xy} b; \\ F_y &= \sigma_x b, \end{aligned} \right\} \quad (4.24)$$

где  $F_x$  — компонента силы в направлении скольжения, а  $F_y$  — компонента силы, перпендикулярная к плоскости скольжения. Значения  $\tau_{xy}$  и  $\sigma_x$  возьмем из уравнения (4.7):

$$\left. \begin{aligned} F_x &= \frac{Gb^2}{2\pi(1-\nu)} \cdot \frac{x(x^2 - y^2)}{(x^2 + y^2)^2}; \\ F_y &= -\frac{Gb^2}{2\pi(1-\nu)} \cdot \frac{y(3x^2 + y^2)}{(x^2 + y^2)^2} \end{aligned} \right\} \quad (4.25)$$

или в полярных координатах

$$\left. \begin{aligned} F_r &= F_x \cos \theta + F_y \sin \theta = \frac{Gb^2}{2\pi(1-\nu)} \cdot \frac{1}{r}; \\ F_\theta &= F_y \cos \theta - F_x \sin \theta = \frac{Gb^2}{2\pi(1-\nu)} \cdot \frac{\sin 2\theta}{r}, \end{aligned} \right\} \quad (4.26)$$

где  $F_r$  — радиальная компонента силы, действующей между дислокациями,  $F_\theta$  — тангенциальная компонента. Видно, что сила, действующая между дислокациями, об-

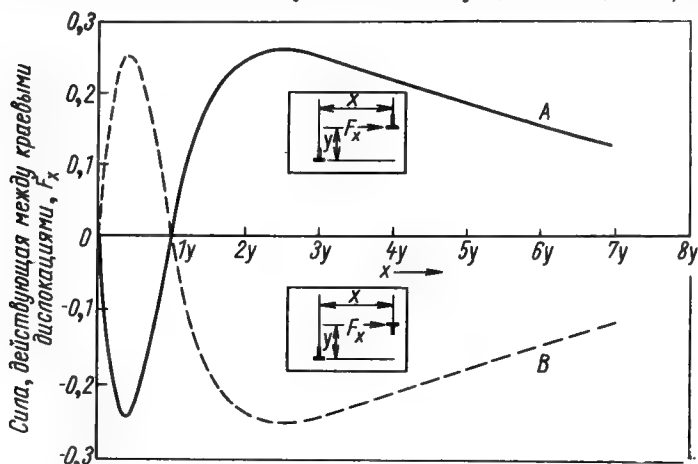


Рис. 4.8. Сила, действующая между параллельными краевыми дислокациями с параллельными векторами Бюргерса (уравнение 4.25).

Единичная сила  $F_x$  равна  $\frac{6b^2}{3\pi(1-\nu)y}$  (Коттрелл. «Дислокации и пластическое течение в кристаллах». М., Металлургиздат, 1958).

ратно пропорциональна расстоянию между ними. Так как краевая дислокация может перемещаться скольжением только в плоскости, содержащей линию дислокации и ее вектор Бюргерса, для определения поведения дислокаций (рис. 4.7) наиболее важна компонента силы  $F_x$ . Величина  $F_x$  положительна при всех значениях  $x > y$  для двух дислокаций одного знака, и дислокации будут отталкиваться. Для дислокаций разного знака  $F_x$  будет положительна при  $x < y$ , и дислокации будут взаимно притягиваться. На рис. 4.8 показано изменение силы в зависимости от расстояния между дислокациями,  $x$ , при-

чем за единицу расстояния принята величина  $y$ . Сплошная кривая  $A$  соответствует дислокациям одного знака, пунктирная кривая  $B$  — дислокациям разного знака. Величина  $F_x$  равна 0 при  $x=0$  и  $x=y$ . Отсюда следует, что ряд краевых дислокаций одного знака наиболее стабилен, когда дислокации расположены вертикально, одна над другой. Это расположение соответствует малоугловой чисто наклонной границе, описанной в гл. 9.

Рассмотрение сил, действующих между параллельными винтовыми дислокациями, проще, чем между краевыми дислокациями, так как поле напряжений винтовой дислокации имеет осевую симметрию. Рассмотрим две винтовые дислокации, расположенные параллельно оси  $z$ . Единственная компонента силы, действующая вдоль линии, соединяющей дислокации в плоскости  $z=\text{const}$ , будет равна

$$F_r = \tau_{\theta z} b. \quad (4.27)$$

Подставив значение  $\tau_z$  из уравнения (4.3), получим

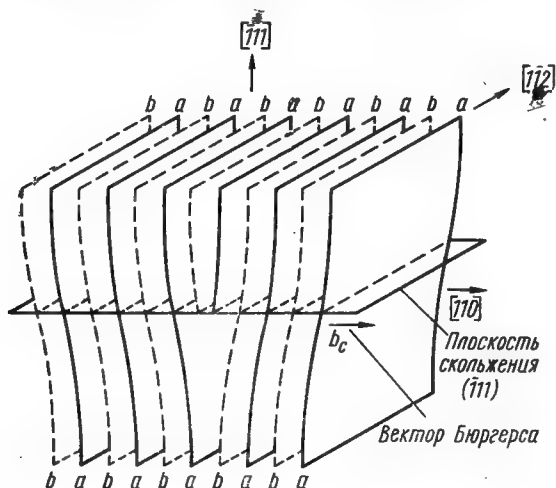
$$F_r = \frac{Gb^2}{2\pi r}. \quad (4.28)$$

Эта сила определяет величину притяжения для дислокаций разного знака и силу отталкивания для дислокаций одного знака.



## ДИСЛОКАЦИИ В ГРАНЕЦЕНТРИРОВАННЫХ КУБИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ

Многие широко распространенные металлы, такие, как Cu, Ag, Au, Al, Ni и их сплавы, имеют гранецентрированную кубическую решетку. Чистые металлы обычно мягкие и ковкие, но они могут быть заметно упрочнены



пластической деформацией, а также легированием. Их поведение при деформации тесно связано со свойствами дислокаций, которые здесь более сложны, чем в простой кубической решетке, описанной в гл. 1.

Главные векторы трансляции решетки, следовательно, наиболее вероятные векторы Бюргерса, в гранецентрированной кубической структуре представляют собой векторы типа  $a/2$  [110] и  $a$  [001]. Так как энергия дислокации пропорциональна квадрату абсолютной величины ее вектора Бюргерса  $b^2$  (см. раздел 4.4), энергия дислокации с вектором  $(a/2)$  [110] будет вдвое меньше, чем энергия дислокации с вектором  $a$  [001], соответственно  $2a^2/4$  и  $a^2$ . Поэтому дислокации с вектором  $a$  [001] энергетически гораздо менее вероятны, и они действительно не наблюдаются. На рис. 5.1 представлена схема краевой дислокации типа  $(a/2)$  [110] в гранецентрированной кубической решетке. Лишняя полуплоскость здесь состоит из двух плоскостей (110), которые повторяются в последовательности  $abab \dots$ . Скольжение полной дислокации приводит к смещению, однако при этом конфигурация  $a+b$  сохраняется.

## 5.2. ЧАСТИЧНЫЕ ДИСЛОКАЦИИ, ЧАСТИЧНАЯ ДИСЛОКАЦИЯ ШОКЛИ

Предполагается, что две лишние полуплоскости (110), показанные на рис. 5.1, стремятся двигаться независимо, как это описано в разделе 5.3. Для такого независимого движения требуется, чтобы смещение было меньше, чем величина единичного вектора трансляции решетки. Это действительно так при движении *частичных дислокаций*.

Если дефект упаковки оканчивается внутри кристалла, то граница, лежащая в плоскости дефекта и отделяющая в кристалле области дефекта и совершенной решетки, представляет собой частичную дислокацию. В гранецентрированных кубических кристаллах можно выделить два основных вида частичных дислокаций, а именно *частичную дислокацию Шокли*, связанную со скольжением, и *частичную дислокацию Франка* (см. раздел 5.5). Образование краевой частичной дислокации Шокли иллюстрирует рис. 5.2; полезно сравнить этот процесс с образованием полной краевой дислокации в простой кубической решетке (см. рис. 3.3). Чертеж представляет собой проекцию решетки кристалла на плоскость  $(10\bar{1})$ . Плотнупакованные плоскости (111) расположены перпендикулярно к плоскости чертежа.

С правой стороны чертежа слои  $A$  лежат над слоями  $C$ , здесь решетка совершенная. С левой стороны чертежа слои  $A$  вдоль  $LM$  сдвинуты в положение  $B$  (направление смещения  $[1\bar{2}1]$ ), они образуют дефект упаковки и частичную дислокацию. Вектор сдвига  $b = (a/6) [1\bar{2}1]$  лежит в плоскости скольжения, а его величина равна  $a/\sqrt{6}$ .

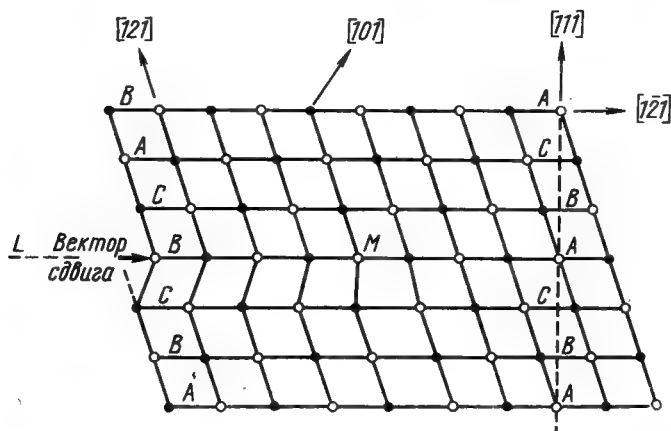


Рис. 5.2. Образование частичной дислокации Шокли с вектором  $a/6 [1\bar{2}1]$  в точке  $M$  при сдвиге вдоль  $LM$ :

○ — положения атомов в плоскости  $(10\bar{1})$ , лежащей в плоскости чертежа; ● — положения атомов в плоскостях  $(\bar{1}01)$ , лежащих выше и ниже плоскости чертежа (Рид. «Дислокации в кристаллах». М., Металлургиздат, 1957).

Вектор Бюргерса частичной дислокации описывается таким же образом, как и вектор Бюргерса полной дислокации, следует только учесть, что в данном случае контур Бюргерса начинается и кончается на дефекте упаковки; если бы контур начинался не на поверхности дефекта упаковки, он обязательно пересекал бы плоскость дефекта, в этом случае нельзя было бы установить взаимоднозначное соответствие контуров в совершенной и несовершенной решетках. Так как вектор Бюргерса частичной дислокации не является полным вектором трансляции решетки, конечная точка контура в совершенной решетке не попадает в узел (рис. 1.14, б).

### 5.3. СКОЛЬЖЕНИЕ

Скольжение происходит в плотноупакованных плоскостях  $\{111\}$ , наблюдаемое направление сдвига —  $\langle 110 \rangle$ . Так как сдвиг включает проскальзывание одной плотноупакованной плоскости вдоль другой, можно наглядно представить этот процесс с помощью простого эксперимента. Плотноупакованную плоскость атомов можно имитировать слоем жестких шаров, как схематически

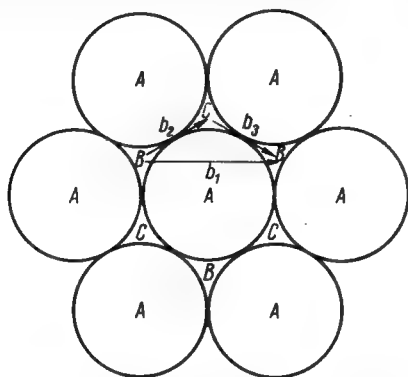


Рис. 5.3. Схема скольжения в гранецентрированных кубических кристаллах (Коттрелл. «Дислокации и пластическое течение в кристаллах». М., Металлургиздат, 1958).

показано на рис. 5.3. Один слой атомов, находящихся в положении A, показан в виде окружностей, второй слой обозначен буквами B.

Рассмотрим движение одного слоя вдоль другого, приводящее к смещению в направлении скольжения. Слой атомов B будет двигаться таким образом, что каждый атом, вместо того чтобы переходить из одного положения B в соседнее положение B, проскальзывая через атом A, сначала перейдет в соседнее положение C — по «ложбине» между двумя атомами A, а потом передвинется в новое положение B, двигаясь тоже по ложбине. Таким образом, скольжение плоскости B вдоль плоскости A будет как бы зигзагообразным. Другими словами, единичное смещение в решетке с вектором  $b_1$

осуществляется в результате движений, представленных векторами  $\mathbf{b}_2$  и  $\mathbf{b}_3$ . В полной дислокации с вектором  $a/2 [110]$  для атомов  $B$  энергетически более выгодно двигаться через положение  $C$ .

Можно представить этот процесс и в виде движения двух дислокаций, следующих одна за другой. Первая имеет вектор Бюргерса  $\mathbf{b}_2$ , вторая — вектор Бюргерса  $\mathbf{b}_3$ . Следовательно, полная дислокация с вектором Бюргерса  $\mathbf{b}_1$  *расщепляется, или диссоциирует*, на две дислокации с векторами  $\mathbf{b}_2$  и  $\mathbf{b}_3$  согласно реакции

$$\mathbf{b}_1 \rightarrow \mathbf{b}_2 + \mathbf{b}_3; \quad (5.1)$$

$$a/2 [110] \rightarrow a/6 [211] + a/6 [12\bar{1}]. \quad (5.2)$$

При дислокационной реакции необходимо убедиться, что сумма векторов Бюргерса с обеих сторон знака равенства одна и та же. Например, для реакции (5.2)

$$a/2 [110] \rightarrow a/6 [2 + 1, 1 + 2, 1 + \bar{1}] = a/2 [110]. \quad (5.3)$$

Так как угол между векторами  $\mathbf{b}_2$  и  $\mathbf{b}_3$  не прямой, частичные дислокации будут отталкиваться в результате упругого взаимодействия между ними (см. гл. 4). Силу взаимодействия можно приблизительно представить в виде (Коттрелл, 1953 г.)

$$F = \frac{G (\mathbf{b}_2 \cdot \mathbf{b}_3)}{2\pi d}, \quad (5.4)$$

где  $\mathbf{b}_2 \cdot \mathbf{b}_3$  — скалярное произведение векторов Бюргерса, а  $d$  — расстояние между ними. Но  $\mathbf{b}_2$  и  $\mathbf{b}_3$  — вектора частичных дислокаций Шокли. Если они разделены некоторым расстоянием, то между ними должна быть полоса дефекта упаковки. Последовательность укладки атомных слоев вне области, окаймленной частичными дислокациями, будет  $ABCABC\dots$ , а между ними  $ABCACABC\dots$ . Область дефекта можно представить как слой материала с ориентацией двойника, этот слой обладает некоторой характеристической энергией, называемой *энергией дефекта упаковки*, которая обуславливает появление силы, стремящейся стянуть дислокации вместе. Если  $\gamma$  — энергия, приходящаяся на единицу площади дефекта упаковки,  $\text{эрг/см}^2$ , то стягивающая сила будет

равна  $\gamma$  дин. Равновесное расстояние между частичными дислокациями определится из условия равновесия сил притяжения и расталкивания. Это расстояние можно определить, если приравнять значения силы  $F$  из уравнения (5.4) и  $\gamma$ :

$$d = \frac{G (b_2 \cdot b_3)}{2\pi\gamma} \quad (5.5)$$

Полная краевая дислокация (см. рис. 5.1) расщепляется примерно таким образом, как это показано на

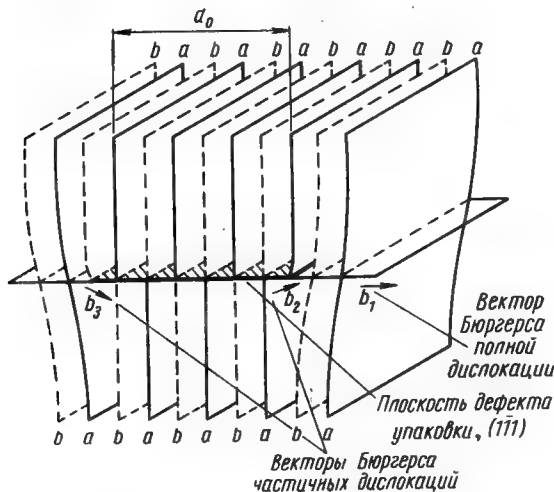


Рис. 5.4. Образование расщепленной дислокации при диссоциации полной краевой дислокации (см. рис. 5.1) с вектором Бюргерса  $b_1$  на две частичные дислокации с векторами  $b_2$  и  $b_3$ , разделенные дефектом упаковки (Зегер. «Дислокации и механические свойства кристаллов». М., Изд-во иностр. лит., 1960).

рис. 5.4. Такая конфигурация называется *расщепленной дислокацией*. Ее ширина  $d$  зависит от энергии дефекта упаковки. Были сделаны количественные оценки  $\gamma$ , при этом получили примерные величины энергии дефектов упаковки: для алюминия  $\gamma \approx 200$  эрг/см<sup>2</sup> и для меди  $\gamma \approx 40$  эрг/см<sup>2</sup>. Соответственно ширина полосы дефекта упаковки составляет один вектор Бюргерса для алюминия и восемь векторов Бюргерса для меди. В разделе 7.8

описан довольно точный метод определения  $\gamma$ , пригодный для малых величин  $\gamma$ . С помощью правила Франка (см. гл. 4) можно показать, что расщепление энергетически выгодно (см. формулу 5.2), так как  $b_1^2 = a^2/2$ , что больше, чем  $b_2^2 + b_3^2 = a^2/3$ .

Возможность расщепления полных дислокаций на частичные не зависит от характера дислокации (краевая, винтовая или смешанная дислокация). Винтовые дислокации также могут образовывать конфигурации, подобные показанной на рис. 5.4. В отличие от нерасщепленной винтовой дислокации расщепленная дислокация связана с определен-

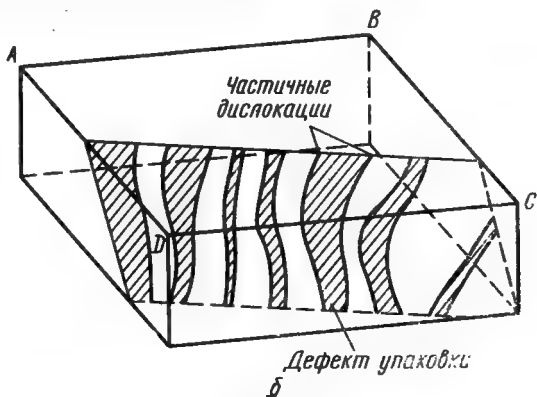


Рис. 5.5.

*a* — Микрофотография на просвет расщепленных дислокаций в сплаве  $\text{Cu}-7\% \text{ Al}$ , полученная с помощью электронного микроскопа [Howle, Metallurgical Reviews, 6, 467 (1961)]; *б* — схема, показывающая расположение дислокаций на фотографии *a* в области *ABCD*.

ной плоскостью скольжения, представляющей собой плоскость дефекта  $\{111\}$ , и может двигаться только в этой плоскости. Частичные дислокации, соединенные полосой дефекта упаковки равновесной ширины, стре-

маться двигаться как единое целое. Экспериментальные наблюдения расщепленных дислокаций в тонких фольгах подтверждают правильность описанного здесь построения. На рис. 5.5 можно видеть ряд расщепленных дислокаций, лежащих в одной и той же плоскости скольжения. Дефект упаковки между двумя частичными дислокациями выглядит как система параллельных полос. Частичные дислокации не всегда видны, их расположение иллюстрирует рис. 5.5, б.

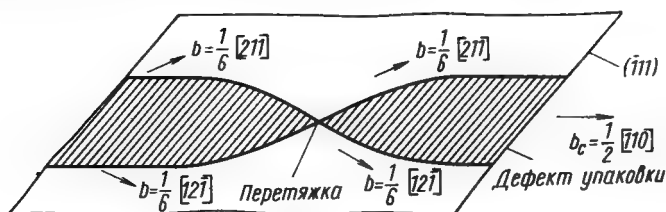


Рис. 5.6. Образование перетяжки на расщепленной винтовой дислокации в гранцентрированной кубической решетке (Зегер. «Дислокации и механические свойства кристаллов». М., Изд-во иностр. лит., 1960).

Хотя расщепленные винтовые дислокации не могут участвовать в процессе поперечного скольжения, возможно образование перетяжек на винтовых дислокациях (рис. 5.6). Части такой перетянутой дислокации представляют собой отрезки полной дислокации, которые могут переходить из одной плоскости в другую. Для образования перетяжки необходима некоторая добавочная энергия, причем перетяжка образуется более легко в металлах с высокой энергией дефектов упаковки, таких, как алюминий. В металлах с низкой энергией дефектов упаковки перетяжка образуется труднее, следовательно, затруднено поперечное скольжение. Это обстоятельство оказывает существенное влияние на поведение данного металла при деформации. Образование перетяжки может быть облегчено термической активацией, поэтому поперечное скольжение затрудняется при понижении температуры.

Различные стадии процесса поперечного скольжения иллюстрирует рис. 5.7. Расщепленная дислокация с вектором Бюргерса  $a/2 [110]$ , лежащая в плоскости скольжения  $(\bar{1}11)$ , стягивается вдоль короткого отрезка  $2l_0$ ,





параллельного направлению  $[110]$ . Перетяжка имеет чисто винтовую ориентацию. Она, видимо, образуется в некоторой локальной области кристалла, например у барьера, образованного неподвижными дислокациями, когда приложенное напряжение стремится стянуть частичные дислокации вместе. На рис. 5.7, б полная дислокация диссоциировала на две частичные дислокации с дефектом упаковки между ними, лежащим в плоскости  $(111)$ . Эта плоскость пересекает прежнюю плоскость скольжения вдоль направления  $[110]$ , поэтому она является возможной плоскостью поперечного скольжения. Новая расщепленная дислокация уже может скользить в плоскости поперечного скольжения. (На рис. 5.7, в она изогнулась между двумя перетяжками.)

#### 5.4. ТЕТРАЭДР ТОМПСОНА

Тетраэдр Томпсона (Томпсон, 1953 г.) представляет собой удобное построение для описания всех основных типов дислокаций и дислокационных реакций в гранцентрированной структуре.

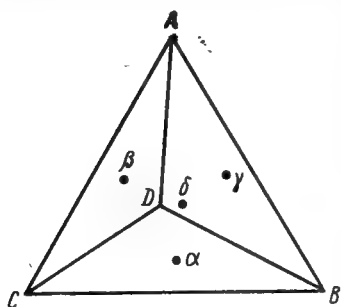


Рис. 5.8. Тетраэдр Томпсона.

Четыре набора плоскостей  $\{111\}$  параллельны четырем граням тетраэдра. Ребра тетраэдра параллельны направлениям скольжения  $\langle 110 \rangle$ , полосы дефектов упаковки расщепленных дислокаций совпадают с гранями  $\{111\}$ . Вершины тетраэдра (рис. 5.8) обозначаются буквами  $A, B, C, D$ , а средние точки противолежащих

граней —  $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ . Вектора Бюргерса дислокаций определяются на тетраэдре по их крайним точкам. Так, вектора Бюргерса полных дислокаций определяются величиной и направлением ребер тетраэдра и обозначаются как  $AB, BC$  и т. д. Подобно этому частичные дислокации Шокли можно представить линиями, направленными из вершины в центр грани  $A\beta, A\gamma$  и т. д. Расщепление дислокации  $a/2 [110]$  согласно реакции (5.2) можно записать в виде

$$AB = A\delta + \delta B. \quad (5.6)$$

### 5.5. ЧАСТИЧНАЯ ДИСЛОКАЦИЯ ФРАНКА, ИЛИ СИДЯЧАЯ ДИСЛОКАЦИЯ

Частичная дислокация Франка также предполагает расположение атомов, при котором дефект упаковки оканчивается внутри кристалла. Она образуется при вставлении или удалении одного плотноупакованного слоя атомов, как показано на рис. 5.9. Удаление слоя

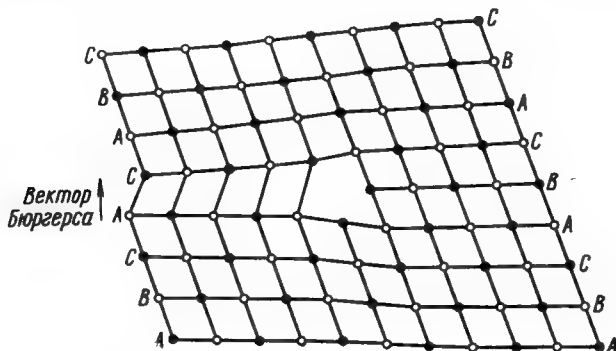


Рис. 5.9. Образование частичной дислокации Франка с вектором Бюргерса  $\frac{a}{3} [111]$  при удалении плотноупакованного слоя атомов (Рид. «Дислокации в кристаллах», М., Металлургиздат, 1957).

приводит к последовательности укладки слоев  $ABCACABC \dots$ . Граница между дефектом и совершенным кристаллом представляет собой частичную дислокацию. Ее вектор Бюргерса перпендикулярен к плоскости дефекта (111), а величина его равна изменению расстояния между плоскостями при вставлении или удалении одного плотноупакованного слоя, т. е.  $b = a/3 [111]$ . В обозначениях Томпсона  $b = A\alpha$  для дефекта упаковки в плоскости  $\alpha$ . Частичная дислокация Франка представляет собой краевую дислокацию, но, так как ее вектор Бюргерса не лежит в плотноупакованной плоскости, она не может передвигаться скольжением. Такая дислокация называется *сидячей*. При действии напряжения консервативное движение невозможно, однако она может двигаться путем *переползания*.

Замкнутая дислокационная петля, представляющая собой частичную дислокацию Франка, может образо-

ваться при захлопывании диска вакансий, как показано на рис. 3.15 (избыточная концентрация вакансий получается при быстрой закалке, см. раздел 1.5). Такую петлю условились называть *отрицательной сидячей дислокацией Франка*. *Положительная сидячая дислокация Франка* образуется при введении плотноупакованного диска межузельных атомов (они могут появиться при облучении материала частицами высоких энергий).

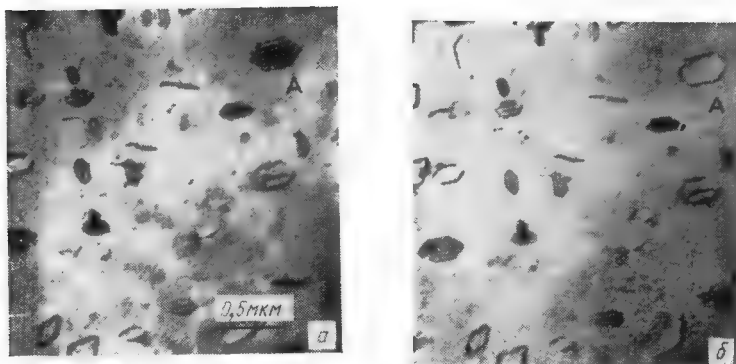


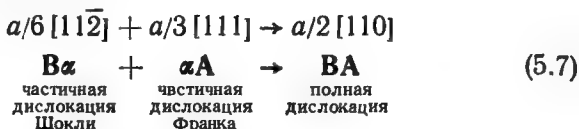
Рис. 5.10. Призматические и сидячие дислокационные петли в сплаве Al—3,5% Mg, закаленном с 550°С в силиконовое масло при —20°С:

*а* — сразу после закалки; некоторые петли, как, например, петля *А*, содержат дефекты упаковки и представляют собой сидячие дислокации Франка; *б* — после небольшого нагрева; дефект упаковки в одной из петель исчез, теперь петля представляет собой полную дислокацию [Westmacott, Barnes, Hull, Smallman, Phil. Mag., 6, 929 (1961)].

Внутри сидячей петли Франка, и отрицательной, и положительной, имеется дефект упаковки. При исследовании с помощью электронного микроскопа дислокационных петель, образовавшихся при закалке, иногда наблюдают дифракционные полосы, характерные для дефектов упаковки (см. раздел 2.4). На рис. 5.10, *а* показана гексагональная петля, образовавшаяся в алюминиевом сплаве, содержащем 3,5% Mg. Стороны гексагональной петли параллельны плотноупакованным направлениям  $\langle 110 \rangle$  в плоскости дефекта. В большинстве случаев не наблюдается контраста, характерного для дефекта упаковки (см. рис. 3.17, *б*). Очевидно, дефект упаковки

исчезает в результате определенной дислокационной реакции.

Рассмотрим отрицательную сидячую дислокацию Франка (см. рис. 5.9). В данном случае дефект можно устранить путем сдвига решетки в области выше дефекта, так что произойдет перемещение  $C \rightarrow B$ ,  $A \rightarrow C$ ,  $B \rightarrow A$  и т. д. Такой сдвиг получится, если сквозь дефект пройдет частичная дислокация Шокли. Частичная дислокация Шокли имеет вектор Бюргерса, равный одному из трех векторов типа  $a/6 \langle 112 \rangle$ , лежащих в плоскости дефекта. Было показано, что частичная дислокация образуется внутри петли, затем она распространяется на всю петлю, уничтожая дефект. Вне петли она реагирует с частичной дислокацией Франка, что приводит к образованию полной дислокации скольжения согласно реакции типа



На рис. 5.10, б показан тот же самый участок фольги, что и на рис. 5.10, а, через некоторое время. Полосчатый контраст в петле А исчез в результате реакции типа (5.7), и вектор Бюргерса петли изменился от  $a/3 [111]$  к  $a/2 [110]$ .

Такая дислокационная реакция происходит только в том случае, если энергия дефектов упаковки достаточно высока. В данном случае существенным является вопрос, возможно ли при данных условиях образование в сидячей петле Франка частичной дислокации Шокли и ее последующее распространение сквозь дефект упаковки. Если нет внешнего скалывающего напряжения и термических флуктуаций, то единственная сила, способствующая образованию частичной дислокации Шокли, возникает из-за присутствия дефекта упаковки внутри сидячей петли и равна  $\gamma$  дин.

В разделе 8.3 показано, что для образования дислокации при гомогенном зарождении необходимо скалывающее напряжение

$$\tau_N \approx \frac{G}{30}, \quad (5.8)$$

Отсюда следует, что для петли с энергией дефекта упаковки  $\gamma$  спонтанное уничтожение дефекта произойдет при условии, что

$$\gamma > \frac{Gb}{30}, \quad (5.9)$$

где  $b$  — величина вектора Бюргерса частичной дислокации Шокли. Взяв значения  $G = 3 \cdot 10^{11}$  *дин/см<sup>2</sup>* и  $b = a/6$  [112] =  $1,5 \times 10^{-8}$  *см*, получим, что минимальная энергия дефекта упаковки, при которой дефект исчезает, равна  $\gamma = 150$  *эрг/см<sup>2</sup>*, поэтому петли, образованные в металлах с более высокой энергией дефектов упаковки, чем эта, будут представлять собой полные дислокации без дефекта упаковки внутри.

Это приближение для уничтожения дефекта упаковки дает верхний предел значения  $\gamma$ , причем мы пренебрегаем влиянием тепловых колебаний и внешних напряжений на зарождение частичной дислокации Шокли. Нижний предел энергии дефекта упаковки  $\gamma$  определится из условия, что энергия сидячей петли Франка, вместе со связанным с ней дефектом упаковки, должна быть больше, чем энергия полной дислокационной петли, так как при уничтожении дефекта упаковки происходит уменьшение энергии. Для круглой петли в гранецентрированном кубическом металле упругая энергия искажений примерно равна (Смоллмэн, Вестмакотт и Колей, 1955 г.).

$$E = 2\pi R \frac{G}{4\pi} \ln \frac{r_1}{r_0} \left[ \frac{b_1^2}{1-\nu} + \frac{1}{2} \left( b_2^2 + \frac{b_2^2}{1-\nu} \right) \right], \quad (5.10)$$

где  $R$  — радиус петли;  $b_1$  и  $b_2$  — компоненты вектора Бюргерса петли, направленные соответственно перпендикулярно и параллельно плоскости петли;  $\nu$  — коэффициент Пуассона.

Поле напряжений дислокации с противоположных сторон петли будет уничтожаться примерно на расстоянии  $R$  от петли, поэтому  $r_1 = R$ . Отсюда

$$E = \frac{RG}{4} \left[ b_2^2 + \frac{1}{1-\nu} (b_2^2 + 2b_1^2) \right] \ln \frac{R}{r_0}. \quad (5.11)$$

Для сидячей петли Франка, лежащей в плоскости (111),  $b = a/3$  [111],  $b_1^2 = a^2/3$  и  $b_2^2 = 0$ , а для полной дислока-

ционной петли  $b = a/2[110]$ ,  $b_1^2 = a^2/3$  и  $b_2^2 = a^2/6$ . Таким образом, разница в энергии между петлями с дефектом и петель без дефекта составляет

$$\Delta E = \pi R^2 \gamma - \frac{RGa^2}{24} \left( \frac{2-v}{1-v} \right) \ln \frac{R}{r_0}. \quad (5.12)$$

Поэтому реакция будет энергетически выгодна, если

$$\gamma > \frac{Ga^2}{24\pi R} \left( \frac{2-v}{1-v} \right) \ln \frac{R}{r_0}. \quad (5.13)$$

Таким образом, нижний предел энергии дефекта упаковки  $\gamma$ , при котором этот дефект исчезает, зависит от размера петли. Взяв  $a = 3,5 \cdot 10^{-8}$  см,  $R = 1 \cdot 10^{-6}$  см,  $r_0 = 5 \cdot 10^{-8}$  см и  $v = 0,33$ , получим значение критической энергии дефектов упаковки около  $36$  эрг/см<sup>2</sup>. Так как значение  $R = 1 \cdot 10^{-5}$  см близко к минимальному размеру петель, разрешаемому в электронном микроскопе, не удивительно, что в металлах с энергией дефектов упаковки  $\gamma \geq 40$  эрг/см<sup>2</sup> не наблюдаются полосы дефектов упаковки. Когда петли, содержащие дефекты упаковки, растут, например при непрерывной конденсации вакансий, они становятся все менее стабильными. Однако энергия, необходимая для образования частичной дислокации Шокли, не зависит от  $R$ , и она слишком велика по сравнению с термическими флуктуациями, поэтому стабильная конфигурация не обязательно будет достигнута. Тем не менее из фотографии на рис. 5.10 видно, что удаление дефекта иногда происходит, возможно, это связано с присутствием локальных скалывающих напряжений в фольге.

## 5.6. СИДЯЧАЯ ДИСЛОКАЦИЯ ЛОМЕРА—КОТТРЕЛЛА

Деформационное упрочнение металлов можно связать с тем, что в процессе деформации в металле образуются барьеры, препятствующие свободному движению дислокаций. Природа этих барьеров еще является предметом различных предположений. Один из предложенных специфических видов барьеров в гранецентрированных кубических металлах — *сидячая дислокация Ломера—Коттрелла*. Она образуется следующим образом. Рас-

смотрим две полные дислокации, лежащие в разных плоскостях  $\{111\}$  параллельно линии пересечения этих плоскостей, с векторами Бюргерса  $a/2 [\bar{1}10]$  и  $a/2 [10\bar{1}]$  (рис. 5.11). Обычно эти дислокации диссоциируют, об-

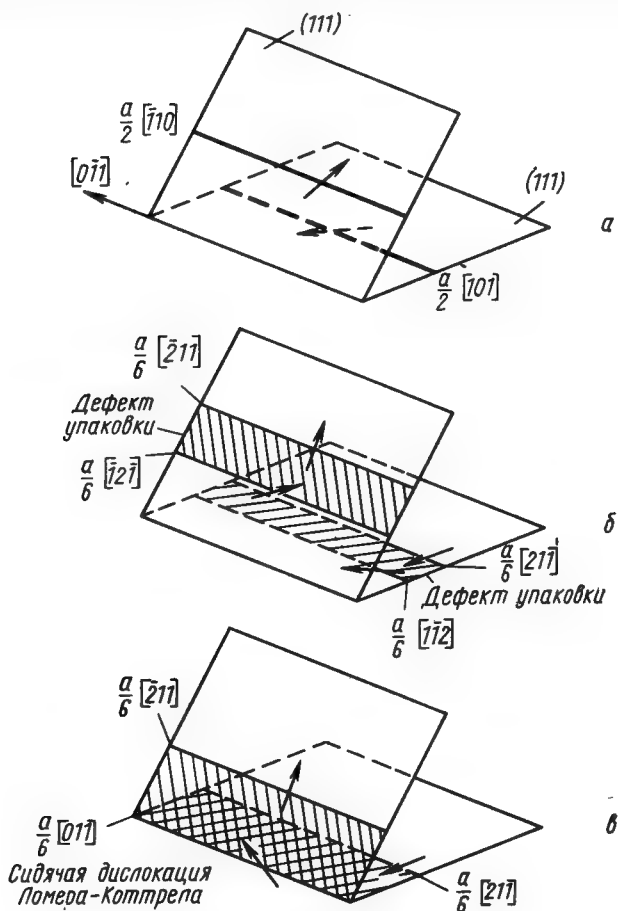


Рис. 5.11. Образование сидячей дислокации Ломера — Коттрелла.

разуя расщепленные дислокации в плоскостях  $\{111\}$  (рис. 5.11,б). При подходящих внешних условиях энергетически выгодным иногда оказывается процесс, при



котором две ведущие частичные дислокации взаимодействуют друг с другом (рис. 5.11, в) согласно реакции типа

$$a/6 [\bar{1}2\bar{1}] + a/6 [1\bar{1}2] \rightarrow a/6 [011]. \quad (5.14)$$

Критерий квадратов векторов Бюргерса показывает, что в результате этой реакции энергия уменьшается:

$$a^2 (1/36 + 4/36 + 1/36) + a^2 (1/36 + 1/36 + 4/36) \rightarrow a^2 (0 + 1/36 + 1/36). \quad (5.15)$$

Новая дислокация с вектором Бюргерса  $a/6 [011]$  лежит параллельно линии пересечения плоскостей скольжения и имеет чисто краевой характер. Конфигурация представляет собой двугранный угол, составленный из дефектов упаковки, с ребром, параллельным направлению  $[0\bar{1}1]$ , причем частичные дислокации находятся на ребре двугранного угла и по краям полос дефектов упаковки. Такое построение и называется *дислокацией Ломера — Коттрелла*. Дислокация такого типа является сидячей, так как вектор Бюргерса дислокации не лежит ни в одной из плоскостей дефектов упаковки  $(111)$  и  $(\bar{1}\bar{1}1)$ .

Используя обозначения Томпсона, реакцию, приводящую к образованию дислокации Ломера — Коттрелла, можно записать следующим образом. Полные дислокации  $DA(\beta)$  и  $BD(\alpha)$  диссоциируют в плоскостях  $\beta$  и  $\alpha$ , образуя частичные дислокации Шокли:

$$\left. \begin{aligned} DA(\beta) &\rightarrow D\beta + \beta A; \\ BD(\alpha) &\rightarrow B\alpha + \alpha D. \end{aligned} \right\} \quad (5.16)$$

Две частичные дислокации Шокли взаимодействуют между собой, образуя новую частичную дислокацию:

$$\alpha D + D\beta + \beta A \text{ (дислокация Ломера — Коттрелла)}. \quad (5.17)$$

Образованная дислокационная конфигурация содержит три частичные дислокации  $BA$ ,  $\beta\alpha$  и  $\alpha\beta$ . Формирование подобной конфигурации можно представить себе и при диссоциации полной дислокации по реакции

$$BA \rightarrow B\alpha + \alpha\beta + \beta A. \quad (5.18)$$

При этом согласно критерию квадратов векторов Бюргера получается выигрыш в энергии.

Дислокации Ломера — Коттрелла могут иметь шесть возможных ориентаций. В обозначениях Томпсона линии дислокаций представляют собой ребра тетраэдра Томпсона, а их вектора — линии, соединяющие центры граней тетраэдра,  $a\beta$ ,  $\beta\alpha$ ,  $\gamma\alpha$ ,  $\beta\gamma$ ,  $\gamma\beta$  и  $\alpha\gamma$ . На рис. 5.11, в видно, как дефект упаковки переходит из одной плотноупакованной плоскости в другую. Дислокации, образованные при пересечении, называются *ступенчатыми*. Тип дислокаций  $a\beta$ , описанный выше, представляет собой частный пример ступенчатой дислокации. В общем случае ступенчатые дислокации образуются при пересечении плоскостей скольжения, если при этом объединяются частичные дислокации и при таком процессе наблюдается выигрыш энергии (Велан, 1959 г.).

### 5.7. ТЕТРАЭДРИЧЕСКИЕ ДЕФЕКТЫ

Силкоккс и Хирш наблюдали тетраэдры дефектов упаковки на плоскостях  $\{111\}$  в золоте (1959 г.), причем вдоль ребер тетраэдра располагались ступенчатые дислокации типа  $a/6 \langle 110 \rangle$ . Золото имеет относительно низкую энергию дефекта упаковки, примерно  $\approx 30 \text{ эрг/см}^2$ , поэтому согласно критерию, упоминавшемуся в разделе 5.5, дефект упаковки, связанный с сидячей дислокацией Франка, будет стабильным (петля Франка образуется после захлопывания вакансионного диска, образовавшегося в результате закалки с высокой температуры).

Сидячая дислокация Франка может диссоциировать на ступенчатую дислокацию с низкой энергией и частичную дислокацию Шокли, причем вновь образовавшиеся дислокации лежат на пересекающихся плоскостях скольжения:

$$a/3 [111] \rightarrow a/6 [101] + a/6 [121]. \quad (5.19)$$

$$(1/3) \rightarrow (1/18) + (1/6)$$

Если не принимать в расчет энергию дефекта упаковки, наблюдается уменьшение общей энергии, следовательно, реакция энергетически выгодна. Предположим, что вакансии конденсируются на плоскости  $(111)$ , ранее

обозначенной  $\alpha$ , образуя равносторонний треугольник с ребрами, параллельными направлениям  $\langle 110 \rangle$   $BC$ ,  $CD$ ,  $DB$  (рис. 5.12). Сидячая дислокация Франка  $\alpha A$

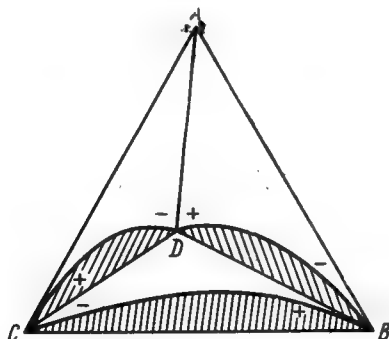
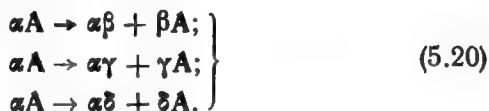


Рис. 5.12. Образование тетраэдрического дефекта — физическая картина, иллюстрирующая реакцию (5.20). Видны частичные дислокации  $\beta A$ ,  $\gamma A$  и  $\delta A$ , изогнутые в плоскостях  $ACD$ ,  $ADB$ ,  $ABC$  соответственно. Показаны знаки дислокаций вблизи узлов [Silcox, Hirsch. Phil. Mag., 4, 72 (1959)].

может диссоциировать, образуя три дислокации Шокли, согласно реакциям типа (5.19):



Ступенчатые дислокации  $\alpha\beta$ ,  $\alpha\gamma$  и  $\alpha\delta$  будут отталкивать частичные дислокации  $\beta A$ ,  $\delta A$  и  $\gamma A$  соответственно, и эти последние изогнутся в своих плоскостях скольжения. Если учесть знак дислокаций, можно показать, что частичные дислокации будут попарно притягиваться, образуя другой набор ступенчатых дислокаций вдоль  $DA$ ,  $BA$  и  $CA$  (см. рис. 5.12), согласно реакциям:



В векторном обозначении это реакции типа (5.14).

Форма тетраэдров, наблюдаемых при электронно-микроскопическом исследовании тонких пленок, зависит от ориентации тетраэдра по отношению к плоскости фольги. На рис. 5.13 показаны два примера, причем в одном из них плоскость фольги параллельна плоскости (110), в другом — (100). Сложная картина контраста

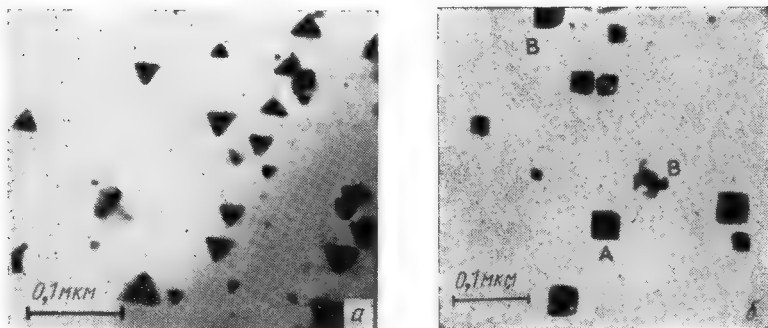


Рис. 5.13. Электронная микрофотография на просвет тетраэдрических дефектов в закаленном золоте. Форма тетраэдров зависит от их ориентации относительно плоскости фольги:

а — ориентация фольги (110); б — ориентация фольги (100) [Silcox, Hirsch *Phil. Mag.* 4, 72 (1959)].

внутри дефекта возникает в результате перекрытия дефектов упаковки на разных гранях тетраэдра. Увеличение энергии, связанное с образованием дефектов упаковки, определяет предельные размеры дефекта. Тетраэдр дефекта упаковки образуется только в том случае, если полная энергия (собственная энергия дислокаций плюс энергия дефектов упаковки) тетраэдра меньше, чем энергия сидячей петли Франка, из которой она образуется.

## Глава 6

### ДИСЛОКАЦИИ В ДРУГИХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

#### 6.1. ГЕКСАГОНАЛЬНЫЕ КРИСТАЛЛЫ

В гексагональных кристаллах, например Mg, Zn и Cd, наиболее плотноупакованной является плоскость  $(0001)$  (базисная). Плотнупакованные направления —  $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ . Наименьший единичный вектор решетки  $a \langle 11\bar{2}0 \rangle$ . Поэтому наиболее легкое скольжение происходит по базисной плоскости в направлениях  $\langle 11\bar{2}0 \rangle$  при движении дислокаций с вектором Бюргерса  $a \langle 11\bar{2}0 \rangle$ . Этот вид деформации наблюдался во всех гексагональных плотноупакованных металлах. Кроме того, наблюдались и другие системы скольжения, но, как правило, лишь в тех случаях, когда по тем или иным причинам базисное скольжение затруднено.

#### 6.2. ДИСЛОКАЦИИ В ГЕКСАГОНАЛЬНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Бергезан, Фурдекс и Амелинкс (1961 г.) предложили построение, подобное тетраэдру Томсона в гранецентрированных кубических металлах. Вместо тетраэдра используется бипирамида (рис. 6.1). Франк, Николас, Бергезан, Фурдекс и Амелинкс предложили следующие типы стабильных дислокаций, исходя из допущения, что энергия дислокации пропорциональна квадрату ее вектора Бюргерса:

1) шесть полных дислокаций с векторами Бюргерса, лежащими в базисной плоскости вдоль сторон треугольного основания пирамиды ABC: AB, BC, CA, BA, CB и AC;

2) две полные дислокации, перпендикулярные к базисной плоскости, им соответствуют вектора ST и TS;

3) двенадцать полных дислокаций типа  $\frac{1}{3} [11\bar{2}3]$ , их

вектора Бюргерса можно представить символами типа  $SA/TB$ , что означает сумму векторов  $ST$  и  $AB$  или вектор, равный удвоенному расстоянию между средними точками  $SA$  и  $TB$ ;

4) неполные дислокации, перпендикулярные к базисной плоскости,  $\sigma S$ ,  $\sigma T$ ,  $S\sigma$  и  $T\sigma$ ;

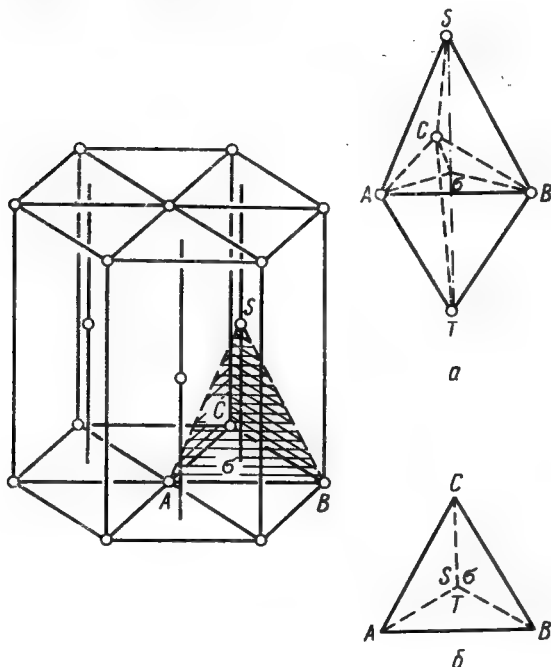


Рис. 6.1. Вектора Бюргерса в гексагональной плотноупакованной структуре [Berghezan, Fourdeux, Amelinckx. Acta Met., 9, 464 (1960)].

5) неполные базисные дислокации типа частичных дислокаций Шокли  $A\sigma$ ,  $B\sigma$ ,  $C\sigma$ ,  $\sigma A$ ,  $\sigma B$  и  $\sigma C$ ;

6) неполные дислокации, представляющие собой комбинацию двух последних типов дислокаций,  $AS$ ,  $BS$  и т. д.

Хотя данные вектора — это смещения от одного узла до другого, связанные с ними дислокации не являются полными, потому что атомы, окружающие два узла, на-

ходятся в различных положениях, и невозможно провести контур Бюргерса, который бы полностью лежал в неискаженном кристалле.

Величина, направление и энергия этих дислокаций в терминах обычных параметров решетки для идеальной плотной упаковки приведены в таблице.

**Дислокации в гексагональных плотноупакованных структурах**

Тип	AB	ST	SA/TB	Aσ	σS	AS
Направление	$[11\bar{2}0]$	$[000\bar{1}]$	$[11\bar{2}3]$	$[\bar{1}100]$	$[0001]$	$[\bar{2}203]$
Величина	$a$	$c$	$\sqrt{c^2 + a^2}$	$a/\sqrt{3}$	$c/2$	$\sqrt{\left(\frac{a^2}{3} + \frac{c^2}{4}\right)}$
Энергия	$a^2$	$c^2 = \frac{8}{3} a^2$	$\frac{11}{3} a^2$	$\frac{1}{3} a^2$	$\frac{2}{3} a^2$	$a^2$

При упаковке, отличной от идеальной, нужна соответствующая корректировка.

Ниже даны различные типы дефектов упаковки, связанных с частичными дислокациями. Эти дефекты имеют разные энергии в зависимости от числа нарушенных связей с ближайшими соседями второй координационной сферы. Три наиболее важных типа дефектов лежат в базисной плоскости; один из них связан со сдвигом, два других главным образом связаны с дислокационными петлями, которые образуются при захлопывании дисков вакансий или межузельных атомов (ср. границентрированные кубические металлы, см. гл. 5).

### 6.3. СДВИГ В ГЕКСАГОНАЛЬНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Как упоминалось выше, наиболее распространенной системой скольжения является система  $(0001) [11\bar{2}0]$  (базисное скольжение). Оно подобно скольжению типа  $(111) [\bar{1}10]$  в границентрированных кубических металлах. В этой плоскости возможно расщепление полной дислокации скольжения  $[11\bar{2}0] = \mathbf{AB}$  на две частичные, связанные узкой полосой дефекта упаковки:

$$\mathbf{AB} = \mathbf{A}\sigma + \sigma\mathbf{B}. \quad (6.1)$$

Расстояние между частичными дислокациями обратно пропорционально энергии дефекта упаковки (см. раздел 5.3). Последние оценки дают значения  $\gamma$  порядка  $30 \text{ эрг/см}^2$  для кадмия и цинка и значительно большую величину для магния.

Особенно интересный эксперимент по расщеплению полных дислокаций был проделан Прайсом (1963 г.)

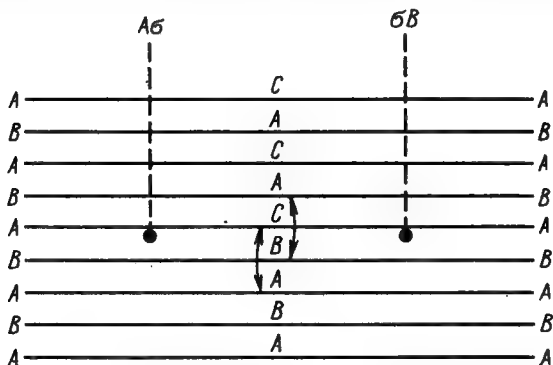


Рис. 6.2. Схема расщепления единичной дислокации с вектором Бюргерса  $\overline{AB}$  на две частичные дислокации Шокли, разделенные дефектом упаковки.

на пластинке монокристалла, содержащего дислокацию типа  $\overline{AB}$ . Пластика деформировалась таким образом, что общая сила, действующая на дислокацию, была равна нулю. Угол между вектором Бюргерса дислокации и направлением приложенного напряжения составлял  $90^\circ$ . При такой ориентации образца на частичные дислокации действовали силы, равные по величине и противоположные по знаку. При некотором напряжении, зависящем от энергии дефектов упаковки, частичные дислокации двигались в противоположных направлениях до бесконечности (сила притяжения, вызванная поверхностным натяжением дефекта упаковки не зависит от расстояния). На рис. 6.2 показана последовательность укладки, содержащая дефект упаковки, при базисном расщеплении дислокаций сдвигового типа. Из построения видно, что есть два нарушения последовательности укладки.



Скольжение преимущественно связано с базисной плоскостью, к этому приводит: во-первых, расщепление полной дислокации в этой плоскости и, во-вторых, отсутствие других плотноупакованных плоскостей, пересекающих базисную плоскость, как в гранецентрированных кубических металлах. Поэтому поперечное скольжение здесь затруднено. Однако скольжение в других системах также наблюдалось. Наиболее распространено *пирамидальное скольжение* в системе  $(10\bar{1}1)$   $[12\bar{1}0]$ . Кроме того, наблюдалось *призматическое скольжение* в системе  $(10\bar{1}0)$   $[12\bar{1}0]$ . В массивных образцах, где дислокации обычно лежат в базисной плоскости, к такому процессу может привести поперечное скольжение. Это иллюстрирует рис. 6.3. Нерасщепленная винтовая дислокация, расположенная

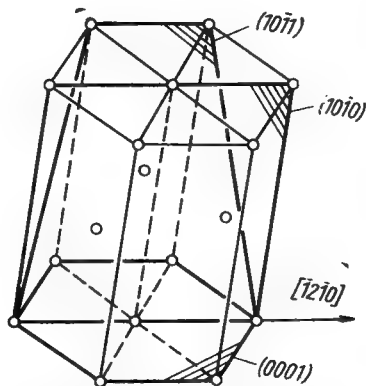


Рис. 6.3. Плоскости скольжения в гексагональной решетке, имеющие общее направление  $[12\bar{1}0]$ .

вдоль направления  $[12\bar{1}0]$ , которая обычно скользит в базисной плоскости, может двигаться в пирамидальной или призматической плоскости, если скольжение в базисной плоскости затруднено какими-либо препятствиями или полем напряжений. Так как для начала поперечного скольжения необходимо стягивание полосы дефекта упаковки винтовой дислокации, скольжение по плоскостям  $(10\bar{1}1)$  и  $(10\bar{1}0)$  происходит при высоких температурах или в металлах с высокой энергией дефектов упаковки. Это заключение находится в полном согласии с экспериментальными наблюдениями.

В очень тонких пластинках, первоначально свободных от дислокаций, можно образовать дислокации на краях при деформации пластинки непосредственно в электронном микроскопе (Прайс, 1963 г.). При подходящем выборе ориентации образца можно предотвратить базисное скольжение. В этом случае наблюдалось об-

разование дислокаций типа  $AB$ , скользящих в плоскостях  $(10\bar{1}1)$ . В пластинках кадмия и цинка возможно также образование дислокаций типа  $SA/TB$ , имеющих энергию почти в четыре раза большую, чем дислокации типа  $AB$  (см. таблицу). В этом случае плоскостью скольжения является плоскость  $(11\bar{2}2)$  — пирамидальная плоскость второго порядка. Многократное поперечное скольжение наблюдалось здесь даже при низких температурах. Хотя эти дислокации образовались и двигались в очень необычных условиях, их существование подтверждает тот факт, что образование дислокации высокой энергии возможно в тех случаях, когда образование дислокаций низких энергий затруднено. В массивных кристаллах наблюдалась также система скольжения  $(11\bar{2}2) [1123]$ .

#### 6.4. ВАКАНСИОННЫЕ И МЕЖУЗЕЛЬНЫЕ ПЕТЛИ В ГЕКСАГОНАЛЬНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Как и в гранцентрированных кубических металлах, вакансии, которые могут образовываться при облучении какими-либо частицами или в результате пластической деформации или закалки, стремятся скапливаться, образуя полости в плотноупакованных плоскостях. В гексагональных плотноупакованных металлах (рис. 6.4, а) это приводит к конфигурации, где два одинаковых атомных слоя соприкасаются (рис. 6.4, б). Это очень неблагоприятная ситуация, избежать которой можно или (1) перемещением одного слоя в положение  $C$  (рис. 6.4, в), или (2) с помощью образования частичной дислокации, которая изменяет последовательность укладки выше петли на  $A \rightarrow B \rightarrow C \rightarrow B$  (рис. 6.4, г).

В случае (1) (рис. 6.4, в) вектор Бюргерса дислокационной петли подобен дислокации типа  $\sigma S$ . Петля содержит дефект упаковки с высокой энергией, так как здесь имеется три нарушения в последовательности укладки. В случае (2) (рис. 6.4, г) вектор Бюргерса петли подобен дислокации типа  $A\sigma$ . Связанный с ней дефект упаковки имеет низкую энергию, имеется только одно нарушение в последовательности укладки. Так как энергия дефекта упаковки сильно уменьшается при переходе от механизма (1) к (2), возможно, механизм (1) не

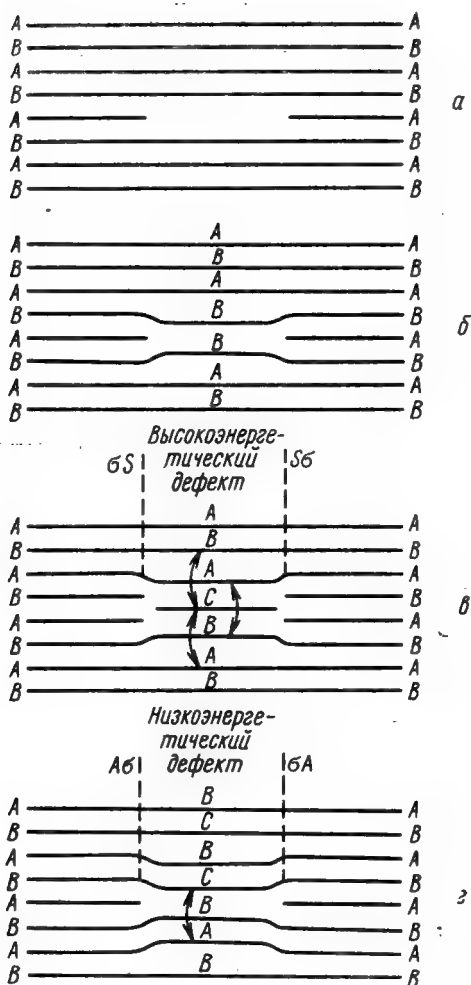


Рис. 6.4. Схема образования призматической дислокационной петли из единичного слоя вакансий:

*а* — дискообразная полость; *б* — затягивание дискообразной полости, теперь два слоя *B* располагаются один над другим; *в* — образование дефекта упаковки с высокой энергией; *г* — образование дефекта упаковки с низкой энергией [Berghezan, Fourdeux, Amelinckx. Acta Met., 9, 464 (1961)].

стабилен относительно механизма (2). Превращение (1)→(2) происходит с образованием частичной дислокации  $A\sigma$ , которая проходит сквозь петлю (см. раздел 5.5). Соответствующая дислокационная реакция

$$A\sigma + \sigma S = AS \quad (6.2)$$

приводит к дефекту упаковки с низкой энергией (2).

Простой расчет показывает, что существует предельный размер петли, выше которого энергетически выгодна данная последовательность укладки. Предполагая для простоты, что обе петли представляют собой призматические краевые дислокации, можно вычислить энергию, приходящуюся на единицу длины дислокационной линии из уравнения (4.12). Величина вектора Бюргерса  $\sigma S$  петли типа (1) равна  $c/2$  (см. таблицу).

Обозначим энергию дефекта упаковки, приходящуюся на единицу площади,  $3\gamma$ , а радиус петли  $R$ , тогда общая энергия петли типа (1) приблизительно будет равна

$$E_1 = 2\pi R \frac{G\left(\frac{c}{2}\right)^2}{4\pi(1-\nu)} \ln\left(\frac{R}{r_0}\right) + 3\gamma\pi R^2. \quad (6.3)$$

Реальная последовательность плоскостей зависит от того, на какой плоскости образовались вакансии, на плоскости  $A$  или  $B$ . (Возможно также образование на смежных плоскостях петель одинаковой формы, но с разными векторами Бюргерса.) Подобно этому величина вектора Бюргерса  $AS$  петли типа (2) равна

$$\sqrt{\frac{a^2}{3} + \frac{c^2}{4}} = a.$$

Считая, что энергия дефекта упаковки петли (2) равна одной третьей этой величины для петли (1), т. е.  $\gamma$ , получим энергию петли (2).

$$E_2 = 2\pi R \frac{Ga^2}{4\pi(1-\nu)} \ln \frac{R}{r_0} + \gamma\pi R^2. \quad (6.4)$$

Критический радиус  $R_K$ , при котором энергетически выгодней становится образование петли (2), т. е. когда

$E_2 > E_1$ , можно приближенно определить, заменив  $R$  на  $R_k$  и приравнявая  $E_1$  и  $E_2$ . Получим

$$\left. \begin{aligned} \frac{2\pi R_k G a^2}{4\pi (1-\nu)} \ln \frac{R}{r_0} \left[ 1 - \frac{2}{3} \right] &= 2\pi R_k^2; \\ R_k &= \frac{G a^2}{12(1-\nu)\pi\gamma} \ln \frac{R}{r_0}. \end{aligned} \right\} \quad (6.5)$$

Полагая  $\nu = 0,33$ ,  $R = 5 \cdot 10^{-6}$  см,  $r_0 = 5 \cdot 10^{-8}$  см,  $G = 4 \cdot 10^{11}$  дин/см<sup>2</sup> и  $a = 2,7 \cdot 10^{-8}$  см, найдем

$$R_k = \frac{6 \cdot 10^{-5}}{\gamma} \text{ см.} \quad (6.6)$$

При  $\gamma = 50$  эрг/см<sup>2</sup>  $R_k$  примерно равно  $1,2 \cdot 10^{-6}$  см, что гораздо меньше размера большинства наблюдавшихся петель. Отсюда следует, что из вакансионных дисков вероятней всего образуются петли типа AS с низкой энергией дефектов упаковки. На рис. 6.5 показаны такие петли с внутренним контрастом из-за присутствия дефектов упаковки. Они получены в кадмии в результате ионной бомбардировки (Прайс, 1961 г.).

Можно также получить петли с дефектом упаковки внутри при образовании дисков межузельных атомов. На рис. 6.6 показано введение дополнительного слоя C, что приводит к образованию дислокационной петли с вектором Бюргерса  $S\sigma$  с высокой энергией дефекта упаковки и тремя нарушениями в последовательности укладки. Этот дефект высокой энергии может спонтанно переходить в низкоэнергетический дефект при про-



Рис. 6.5. Микрофотография на просвет дислокационных петель с векторами Бюргерса типа SA, образовавшихся в кристалле кадмия при бомбардировке ионами высокой энергии, полученная с помощью электронного микроскопа. Обычный полосчатый контраст отсутствует, так как плоскость петель параллельна плоскости фольги [Price. Phys. Rev. Letters, 6, 615, (1961)].

хождении через петлю частичной дислокации типа  $\sigma A$ , которая изменяет вектор Бюргерса петли на  $SA$  (рис. 6.6).

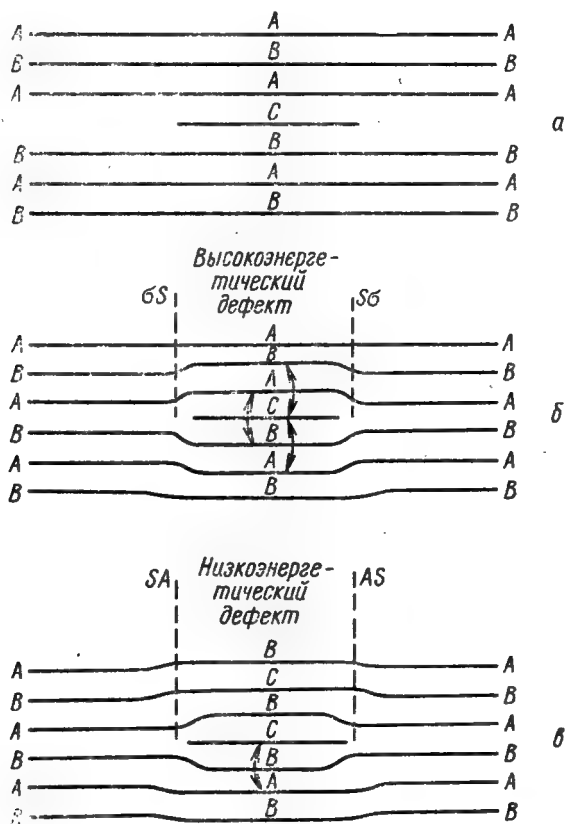


Рис. 6.6.

а — Внедрение слоя межузельных атомов; б — призматическая петля, образовавшаяся из слоя межузельных атомов и содержащая дефект упаковки высокой энергии; в — призматическая петля, содержащая дефект упаковки низкой энергии [Berghezan, Fourdeux, Amelinckx Acta Met., 9, 464 (1961)].

Дислокационные петли, образованные из дисков вакансий или межузельных атомов, могут переползать так же, как петли в гранецентрированных кубических металлах: они будут расширяться или сжиматься в за-

зависимости от знака дислокации и действующих условий (см. раздел 3.6).

Следует отметить, что здесь описаны не все возможные ситуации. Возможны также более сложные петли, например, если вводятся два слоя вакансий или межузельных атомов.

### **6.5. ДИСЛОКАЦИИ В ОБЪЕМНОЦЕНТРИРОВАННЫХ КУБИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ**

В объемноцентрированных кубических металлах (например, Fe, Mo, Ta, V, Cr, W, Nb, Na, K) скольжение происходит в плотноупакованных направлениях  $\langle 111 \rangle$ . Наименьший вектор решетки лежит между атомами, расположенными в вершине и в центре элементарной ячейки, поэтому вектор Бюргерса полной дислокации  $a/2 \langle 111 \rangle$ . Плоскостью скольжения обычно является плоскость  $\{110\}$ , но, так как возможны три типа плоскостей  $\{110\}$ , пересекающихся в направлении  $[111]$ , винтовые дислокации могут двигаться в любой из них в зависимости от приложенного напряжения. По этой причине линии скольжения часто бывают слабо выраженные и волнистые (см. рис. 3.10).

Из объемноцентрированных металлов наиболее широко изучалось железо. При деформации его при низких температурах, а также при легировании кремнием скольжение связано с определенной плоскостью  $\{110\}$ . Возможное объяснение этих наблюдений (но недоказанное): предполагаемое расщепление полной дислокации на частичные или же то обстоятельство, что дислокация имеет асимметричную структуру ядра, что затрудняет свободное движение винтовых дислокаций. Однако непосредственно после пластической деформации расщепления дислокаций не наблюдалось, кроме тех случаев, когда оно было связано с деформационными двойниками.

*Деформационное двойникование* наблюдали во всех объемноцентрированных кубических переходных металлах после деформации при низких температурах. Этот процесс кристаллографически подобен для всех металлов, система двойникования —  $\{112\} \langle 111 \rangle$ . В разделе 1.2 показано, что последовательность укладки плоскостей  $\{112\}$  в объемноцентрированной кубиче-

ской структуре  $ABCDEFAB...$  Однородный сдвиг, необходимый для образования двойника, равен  $1/\sqrt{2}$  в направлении  $\langle 111 \rangle$  на плоскости  $\{112\}$ . Такой сдвиг можно получить смещением на  $a/6 [111]$  в каждой последующей плоскости  $\{112\}$ , но это соответствует тому, что двойникование происходит путем движения частичной дислокации  $a/6 [111]$ , как показано на рис. 6.7. На диаграмме (рис. 6.7, а) представлено сечение по плоскости  $(1\bar{1}0)$  в объемноцентрированной кубической решетке. Плоскость  $\{112\}$  — *соединительная плоскость двойника*, или *плоскость двойникования*, нормальная к плоскости  $(1\bar{1}0)$  (на диаграмме показан ее след). Если движется набор двойникующих дислокаций, показанный на рис. 6.7, б, двойник представляет собой объем, пройденный ими при движении. На рис. 6.7, в — окончательная конфигурация двойника, двойникующие дислокации прошли через весь кристалл. Двойникующие дислокации такого типа наблюдали в объемноцентрированных кристаллах сплава молибден — рений. После деформации даже при относительно высоких температурах в них появляется множество двойников (Халл, 1962). На рис. 6.8, б показана микрофотография небольшого двойника в тонкой пленке, полученная с помощью электронного микроскопа. Изменения контраста соответствуют частичным дислокациям (рис. 6.8, в), движение каждой из них приводит к изменению последовательности укладки атомов (см. рис. 6.7).

Механизм формирования частичных дислокаций  $a/6 [111]$  неизвестен. Можно предложить несколько возможных путей подобного процесса:

1. С помощью расщепления полной дислокации скольжения:

$$\frac{a}{2} [11\bar{1}] \rightarrow \frac{a}{6} [11\bar{1}] + \frac{a}{3} [11\bar{1}]. \quad (6.7)$$

Это приводит к уменьшению энергии от  $3a^2/4$  до  $5a^2/12$ , поэтому реакция энергетически выгодна. Но между двумя частичными дислокациями образуется двойниковый дефект упаковки. По всем данным энергия дефектов упаковки в объемноцентрированных кубических металлах высока, так что расщепление частичных дислокаций затруднено. Более того, так как вектора Бюргерса ча-



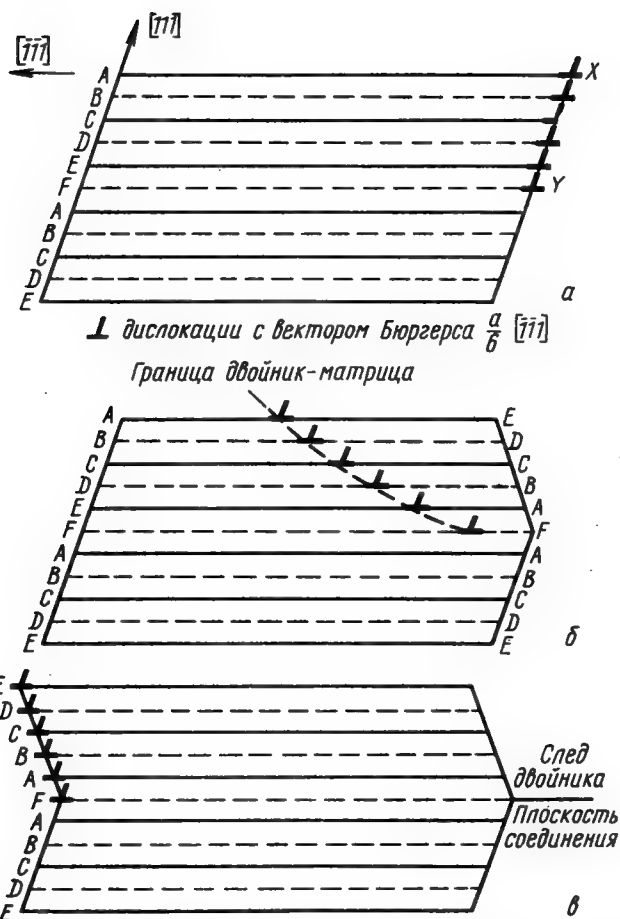


Рис. 6.7. Схема двойникового в объемноцентрированной кубической решетке:

а — сечение, параллельное плоскости  $(1\bar{1}0)$ , видна последовательность плоскостей  $(112)$ ;  $x-y$  — ряд двойнивающих дислокаций с вектором Бюргерса  $a/6 [\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ ; на каждую плоскость  $(112)$  приходится одна дислокация; б — движение двойнивающих дислокаций сквозь кристалл, приводящее к образованию области с ориентацией двойника, последовательность укладки изменилась; в — кристалл после двойникового.

стичных дислокаций параллельны, частичные дислокации нельзя разделить путем однородного сдвига. Когда линия дислокации параллельна направлению  $[11\bar{1}]$ , обе

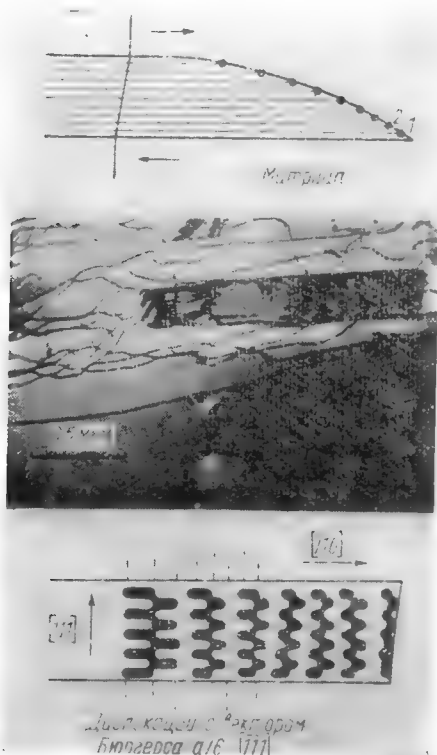


Рис. 6.8. Экспериментальное наблюдение двойника при малой деформации в сплаве Мо—35% Re с помощью электронной микроскопии на просвет:

*a* — форма двойника, показанного на рис. 6.8, *б*: дислокации обозначены точками; *б* — дифракционный контраст на двойнике, который лежит под углом  $20^\circ$  к плоскости фольги ( $\times 40\,000$ ); *в* — схема образования дифракционного контраста, наблюдаемого на рис. 6.8, *б*: каждое изменение последовательности полос связано с двойниковой дислокацией (Hull Proc. 5th Int. Conf. Electron microscopy, p. B9, Academic Press).

дислокации винтовые и могут скользить в любой из трех плоскостей  $\{112\}$ , пересекающихся вдоль направления  $[11\bar{1}]$ . Возможно также расщепление дислокации  $a/2$

$[11\bar{1}]$  с образованием «тройного» дефекта упаковки, состоящего из трех частичных дислокаций  $a/6 [11\bar{1}]$ , лежащих в трех различных плоскостях  $\{112\}$ :

$$\frac{a}{2} [11\bar{1}] \rightarrow \frac{a}{6} [11\bar{1}] + \frac{a}{6} [11\bar{1}] + \frac{a}{6} [11\bar{1}]. \quad (6.8)$$

2. Расщепление полной дислокации скольжения по реакции:

$$\frac{a}{2} [11\bar{1}] \rightarrow \frac{a}{3} [112] + \frac{a}{6} [11\bar{1}]. \quad (6.9)$$

Эта реакция не дает уменьшения в энергии, поэтому ее осуществление маловероятно, за исключением тех случаев, когда на дислокацию действуют соответствующие внутренние напряжения. Диссоциация снова приводит к двойниковому дефекту упаковки, который связан с частичной дислокацией  $a/3 [112]$  с вектором Бюргерса, нормальным к плоскости дефекта (сидячая, чисто краевая дислокация), и двойнивающей дислокацией  $a/6 [11\bar{1}]$ .

3. Путем гомогенного зарождения в решетке при высокой локальной концентрации напряжений, например, вокруг включения, в голове скопления, у края очень тонкой фольги. Для зарождения дислокации этим путем необходима локальная концентрация напряжений примерно  $G/30$ .

Коттрелл и Билби (1951 г.) предложили механизм, при котором дислокация  $a/6 [11\bar{1}]$  образуется на каждой из плоскостей  $\{112\}$ . Этот механизм описан в гл. 8 при рассмотрении размножения дислокаций.

Существует еще одна полная дислокация, которая, видимо, стабильна в объемноцентрированных кубических металлах, а именно  $a [001]$ . Эта дислокация обычно не передвигается скольжением. Она может образовываться в месте пересечения дислокаций скольжения типа  $a/2 \langle 111 \rangle$  в результате скольжения или переползания по реакции

$$\frac{a}{2} [\bar{1}\bar{1}\bar{1}] + \frac{a}{2} [111] \rightarrow a [001]. \quad (6.10)$$

При этом получается уменьшение упругой энергии деформации, связанной с дислокациями, от  $3a^2/2$  до  $a^2$ .

## 6.6. ДИСЛОКАЦИИ В ДРУГИХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

Дислокации в более сложных решетках подчиняются тем же правилам, что и в гранецентрированной, объемноцентрированной кубических и гексагональной плотноупакованной решетках, но эти дислокации более сложны и труднее идентифицируются путем простого анализа структуры. Ранее рассмотренные структуры состояли из атомов только одного элемента (чистые металлы). В кристаллах, состоящих из двух или более элементов, при рассмотрении структуры и движения дислокаций следует учитывать дополнительные факторы. Некоторые из этих факторов будут проиллюстрированы на ионных кристаллах, сверхструктурах и слоевых структурах.

**Дислокации в ионных кристаллах.** Неорганические кристаллы неметаллов состоят из анионов и катионов, правильно расположенных в кристаллической решетке. Простейшие структуры имеют кубическую симметрию и разбиваются на две группы: структуры типа хлористого натрия ( $\text{NaCl}$ ) и структуры типа хлористого цезия ( $\text{CsCl}$ ). Структуру  $\text{NaCl}$  (см. рис. 1.11) можно рассматривать как две гранецентрированные кубические решетки с двумя типами атомов, вставленные одна в другую, причем вершина одной элементарной ячейки помещена в точку другой ячейки с координатами  $1/2, 0, 0$ , т. е. сдвинутые одна относительно другой на  $1/2$  периода. Структура  $\text{CsCl}$  состоит из двух вставленных простых кубических решеток с двумя типами атомов, причем вершина одной находится в точке  $1/2, 1/2, 1/2$  другой.

Многие материалы, например  $\text{MgO}$ ,  $\text{LiF}$  и  $\text{AgCl}$ , имеют структуру  $\text{NaCl}$  и детально изучались. Хотя атомы натрия и хлора в решетке присутствуют в виде разноименно заряженных ионов, но число тех и других ионов равно, поэтому общий заряд кристалла равен нулю. Если бы все атомы были одинаковы, решетка представляла бы собой простую кубическую структуру, кратчайший вектор решетки, следовательно, и предполагаемое направление скольжения было бы  $\langle 100 \rangle$ , а плоскость скольжения  $(010)$ . Однако в решетке  $\text{NaCl}$  это привело бы к тому, что ионы натрия должны были бы двигаться вдоль ионов натрия в соседнем слое (то же самое и для ионов хлора), что энергетически крайне невыгодно.

Единственное направление с малыми индексами, которое лежит параллельно рядам ионов одного знака, это  $\langle 110 \rangle$ . В этом направлении скольжение может происходить без соприкосновения ионов одного знака. Наименьшие расстояния между атомами также в направлении  $\langle 110 \rangle$ . Поэтому предполагается, что направлением скольжения является  $a/2 \langle 110 \rangle$ , что согласуется с экспериментальными наблюдениями скольжения в этих кристаллах.

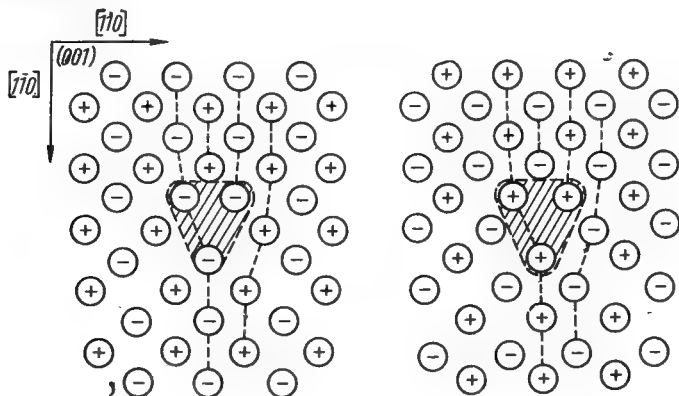


Рис. 6.9. Схема образования краевой дислокации в структуре NaCl. Плоскость скольжения  $(\bar{1}\bar{1}0)$ , вектор Бюргерса  $a/2 [110]$ . Заштрихованная область кристалла демонстрирует образование эффективного заряда, связанное с краем полуплоскости дислокации в плоскости (001) [Amelinckx. Supplement, vol. 7, Series X, Nuovo Cimento, 569 (1958)].

Главная плоскость скольжения  $\{110\}$ , но наблюдались случаи скольжения и по плоскостям  $\{100\}$ , например, при высоких температурах. Это объясняется тем, что с повышением температуры ослабляется ионная связь, следовательно, ослабляются ограничения, накладываемые ею на скольжение. Поперечное скольжение винтовых дислокаций может происходить только в плоскости, не входящей в совокупность плоскостей  $\{110\}$ , так как в данной плоскости  $\{110\}$  существует только одно направление  $\langle 110 \rangle$ .

На рис. 6.9 схематически представлена чисто краевая дислокация с вектором Бюргерса  $a/2 [110]$  и плоскостью скольжения  $(\bar{1}\bar{1}0)$ . Ионы хлора обозначены знаком ми-

нус, а ионы натрия — знаком плюс. Ионы в плоскостях, расположенных непосредственно выше и ниже той, что показана на чертеже, находятся точно в тех же положениях, но имеют противоположный знак. Поэтому краевая дислокация содержит две лишние полуплоскости типа  $\{110\}$ , необходимые для компенсации заряда. Разделение полуплоскостей, как, например, при рас-

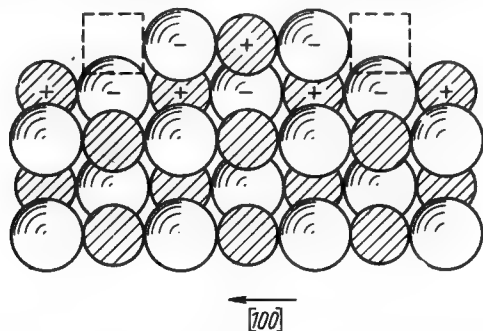


Рис. 6.10. Схема расположения ионов с лишней полуплоскости краевой дислокации, показанной на рис. 6.9, с порогом, концы которого указаны квадратами [Amelinckx. Supplement, vol. 7, Series X, Nuovo Cimento, 569 (1958)].

щеплении дислокации типа  $a/2 [110]$  в гранецентрированном металле, очень маловероятно, так как, во-первых, такое разделение нарушит компенсацию заряда, во-вторых, не будет уменьшения энергии деформации и, в-третьих, образующийся дефект упаковки должен будет иметь большую энергию в результате нарушения распределения заряда.

Рис. 6.9 показывает, как образуется эффективный заряд, связанный с крайней точкой дислокации  $a/2 [1\bar{1}0]$  на плоскости  $(001)$ . Он может быть положительным или отрицательным. Эффективный заряд будет равен нулю, когда крайняя точка находится в плоскости  $(110)$ . Эффективный заряд связан также с порогами на линиях дислокаций, как показано на рис. 6.10. Часть лишних полуплоскостей кончается внутри кристалла, что приводит к образованию порогов на дислокациях. В результате этого образуется излишек в один отрицательный за-

ряд, который распределяется между двумя крайними точками ряда, т. е. между двумя порогами. Поэтому эффективный заряд порога равен  $e/2$ . Добавление положительного иона к ряду смещает порог в сторону и изменяет знак эффективного заряда порога.

**Дислокации в сверхструктурах.** Во многих твердых растворах атомы разных элементов расположены беспорядочно в узлах решетки.

Но есть твердые растворы, в которых существует специфическое распределение атомов разного сорта. Атомы одного сорта занимают определенный набор узлов решетки, остальные узлы заняты атомами другого сорта. Расположение атомов всей системы можно представить в виде двух вставленных друг в друга решеток, одна из которых состоит из атомов А, а другая из атомов В. Беспорядочный твердый раствор превращается в *упорядоченный твердый раствор* со сверхструктурой.

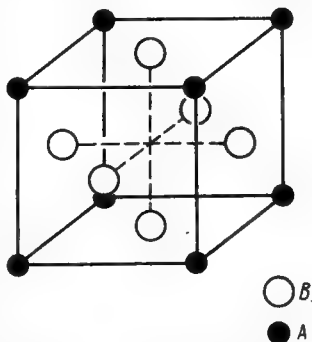


Рис. 6.11. Элементарная ячейка сверхструктуры типа  $AB_3$ .

Существует много вариантов упорядочения для металлических сплавов. Посмотрим, например, сверхструктуру, образованную в сплаве с составом  $AB_3$  (например,  $Cu_3Au$  и  $Ni_3Mn$ ). Решетка таких сплавов показана на рис. 6.11. В разупорядоченном состоянии это гранецентрированная кубическая решетка, поведение дислокаций в которой подобно описанному в гл. 5.

В упорядоченной решетке большое значение имеют положения отдельных атомов. Лучше всего это продемонстрировать на примере процесса скольжения. Расположение атомов в плоскостях (111) упорядоченной решетки иллюстрирует рис. 6.12. Вектор сдвига  $a/2 [110]$  (в чистом металле это полная дислокация) смещает атомы верхнего слоя из положения  $x$  в положение  $y$ . Это приводит к изменению локального расположения атомов в плоскости скольжения (111) (образуется граница антифазного домена). Такая граница имеет ха-

рактеристическую энергию, зависящую от степени упорядочения решетки.

Рис. 6.12 показывает, что нарушение порядка, к которому приводит процесс скольжения, может быть устранено движением второй дислокации  $a/2 [\bar{1}10]$ , восстанавливающей первоначальное расположение атомов. В этом случае верхний слой сдвигается из положения  $y$

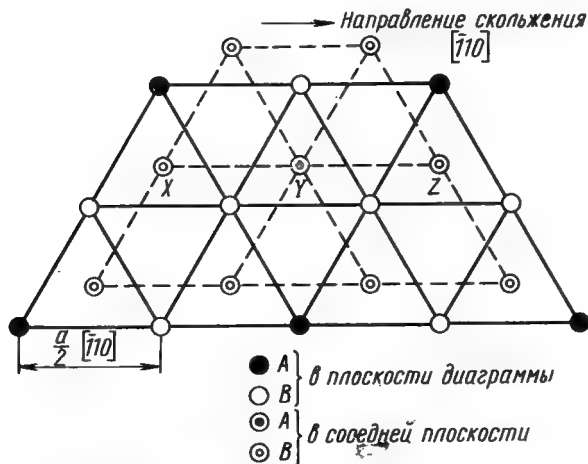


Рис. 6.12. Расположение атомов в двух смежных плоскостях (111) сверхструктуры типа  $AB_3$ .

в положение  $z$ . Поэтому полная дислокация в упорядоченной решетке состоит из двух обычных дислокаций  $a/2 [\bar{1}10]$ , соединенных антифазной границей, которая называется *сверхструктурной дислокацией*. Такая дислокация напоминает расщепленную дислокацию, состоящую из двух частичных дислокаций, связанных дефектом упаковки. В рассмотренном примере дислокации  $a/2 [\bar{1}10]$  расщепляются на частичные дислокации Шокли, поэтому сверхструктурная дислокация состоит из двух расщепленных дислокаций, связанных антифазной границей, как показано на рис. 6.13.

В действительности равновесие при расщеплении между четырьмя частичными дислокациями зависит от энергии дефекта упаковки и энергии антифазной границы, которая, в свою очередь, зависит от степени упоря-



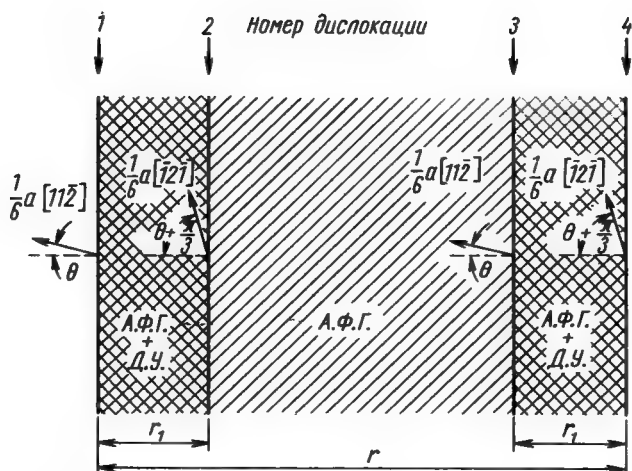


Рис. 6.13. Сверхструктурная дислокация с вектором  $[01\bar{1}]$  в сверхрешетке типа  $AB_3$  [Marcinkowski, Brown, Fisher Acta Met., 9, 129 (1961)].

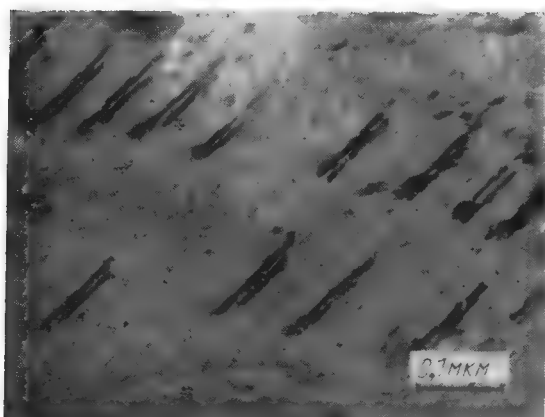


Рис. 6.14. Микрофотография на просвет сверхструктурной дислокации в полностью упорядоченном сплаве, полученная с помощью электронного микроскопа [Marcinkowski, Brown, Fisher. Acta Met., 9, 129 (1961)].

дочения. На рис. 6.14 показана микрофотография сверхструктурных дислокаций в полностью упорядоченном сплаве  $\text{Cu}_3\text{Au}$ , полученная с помощью электронного микроскопа. Каждая дислокация представляет собой две дислокации типа  $a/2$   $[110]$ . Расстояние между частичными дислокациями неразрешимо мало.

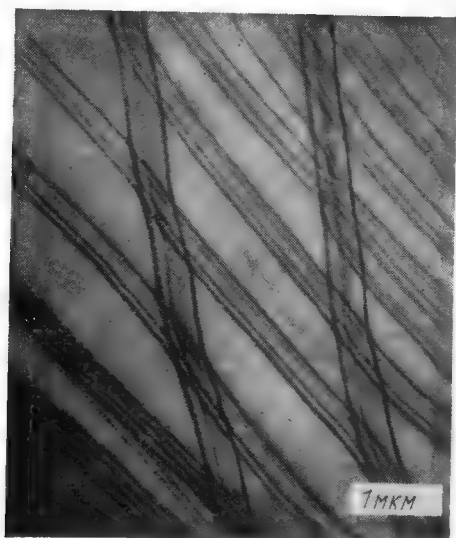


Рис. 6.15. Микрофотография на просвет дислокационных полос в тальке, полученная с помощью электронного микроскопа [Амелинкс, Делавигнет. «Прямые методы исследования дефектов в кристаллах». М., «Мир», 1965].

**Дислокации в слоевых структурах.** Существует большая группа материалов, имеющих четко выраженную структуру слоевого типа. Такая структура может возникнуть либо в результате того, что силы связи между атомами в слое гораздо больше, чем силы связи между атомами в соседних слоях (например, в графите), либо в результате того, что расположение атомов в сложных молекулярных структурах приводит к образованию двумерных молекулярных слоев (например, в тальке и

слюде). Слоевая структура обуславливает специфические свойства этих материалов. Так, например, скольжение в основном происходит в плоскостях, параллельных слоям, и почти невозможно в других плоскостях, поэтому дислокации и вектора Бюргерса находятся главным образом в слоевых плоскостях. Из-за слабой связи между слоями энергия дефектов упаковки низкая, следовательно, полные дислокации легко расщепляются на частичные. На рис. 6.15 показан пример дислокаций в тальке. В этом материале дислокации диссоциируют на четыре частичные дислокации. Дислокации представляют собой полосы, расположенные в слоевых плоскостях. При определенных условиях методы электронной дифракции позволяют наблюдать все четыре частичные дислокации.

Кристаллам со слоевой структурой исследователи уделили большое внимание (Амелинкс и Декизер, 1962 г.), так как из них простым скалыванием легко получить тонкие пластинки, удобные для изучения на просвет в электронном микроскопе.

## Глава 7

### ПОРОГИ И ПЕРЕСЕЧЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ

#### 7.1. ВВЕДЕНИЕ

Как уже было показано, даже хорошо отожденные кристаллы содержат дислокации (более детально об отожденных кристаллах см. гл. 8). Под действием приложенного скалывающего напряжения дислокации свободно скользят преимущественно в определенных плоскостях. Каждая плоскость скольжения пронизана дислокациями, лежащими в других плоскостях. Систему дислокаций, пронизывающих плоскость скольжения, обычно называют *лесом дислокаций*. Дислокации, движущиеся в данной плоскости скольжения, должны перерезать лес дислокаций. При пластической деформации скольжение может происходить и в других системах, причем плоскость скольжения одной системы пересекает плоскость скольжения другой, увеличивая и число дислокаций леса. Легкость скольжения в большой степени зависит от способа преодоления скользящими дислокациями барьеров, связанных с дислокациями леса. Так как с увеличением деформации возрастает плотность дислокаций в кристалле, скольжение затрудняется, что приводит к упрочнению кристалла. Механизм пересечения леса дислокаций лучше всего можно понять, если линии дислокаций считать прямыми, движущимися в ортогональных плоскостях.

#### 7.2 ПЕРЕСЕЧЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ

На рис. 7.1 показано пересечение двух краевых дислокаций с векторами Бюргерса, составляющими друг с другом прямой угол. Краевая дислокация  $X\Upsilon$  с векторами Бюргерса  $b_1$  скользит в плоскости  $P_{X\Upsilon}$ , перерезая дислокацию  $AB$  с вектором Бюргерса  $b_2$ , лежащую в

плоскости  $P_{AB}$ . Пересечение приводит к образованию порога  $PP'$  (см. раздел 3.6) на дислокации  $AB$ , параллельного вектору Бюргерса  $b_1$  дислокации  $XU$ . Так как порог представляет собой часть дислокации  $AB$ , он имеет

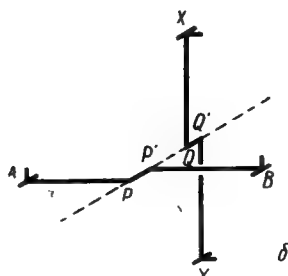
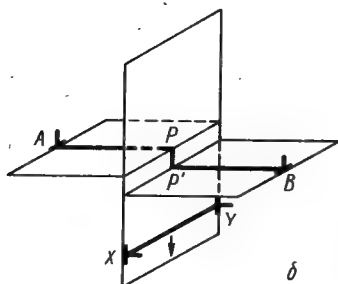
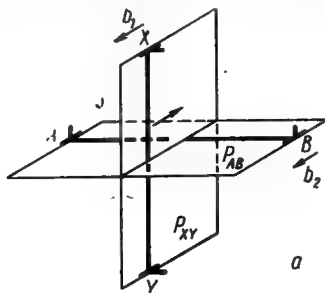
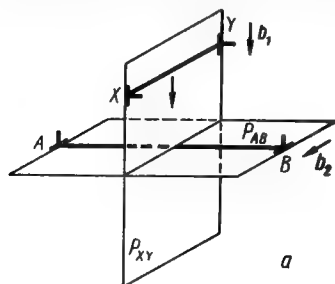


Рис. 7.1. Схема пересечения краевых дислокаций с взаимноперпендикулярными векторами Бюргерса:

$a$  — дислокация  $XU$  движется в своей плоскости скольжения  $P_{XY}$  до пересечения с дислокацией  $AB$ , лежащей в плоскости  $P_{AB}$ ;  $b$  — дислокация  $XU$  пересекла дислокацию  $AB$ , при этом на дислокации  $AB$  образовался порог  $PP'$ . Образование порога можно рассматривать как результат смещения плоскости  $P_{AB}'$  к которому приводит дислокация  $XU$  (Рид. «Дислокации в кристаллах». М., Металлургиздат, 1957).

Рис. 7.2. Схема пересечения краевых дислокаций с параллельными векторами Бюргерса:

$a$  — до пересечения;  $b$  — после пересечения.

ся порога; появляющиеся дополнительные искажения релаксируют путем сдвига вдоль линии дислокации. Общая длина дислокации  $AB$  возрастает на величину  $b_1$ . Так как энергия дислокации равна  $\alpha G b^2 \text{ см}^{-1}$ , где  $\alpha \approx 1$

вектор Бюргерса  $b_2$ , и длина порога равна длине вектора Бюргерса  $b_1$ . Вектор Бюргерса дислокации  $AB$  параллелен дислокации  $XU$ , и поэтому на ней не образует-

(см. уравнение 4.14), энергия порога будет равна  $\alpha G b^3$ , если пренебречь эффектом упругого взаимодействия с соседними дислокациями. Как установил Фридель (1964 г.), для порога  $\alpha \ll 1$ , так как порог на нерасщеп-

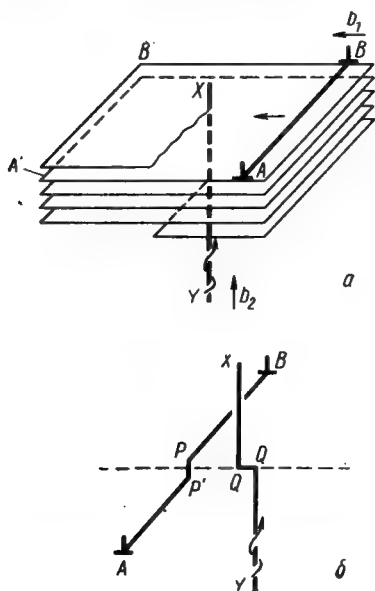


Рис. 7.3. Схема пересечения краевой дислокации  $AB$  с винтовой дислокацией правого вращения  $XY$ :

$a$  — дислокация  $AB$  движется в своей плоскости скольжения до пересечения с винтовой дислокацией  $XY$ ;  $b$  — дислокация  $AB$  скользит по спиральной поверхности, после пересечения винтовой дислокации ее концы  $A$  и  $B$  уже не лежат в одной плоскости. Таким образом, на дислокации образуется порог (Рид, «Дислокации в кристаллах». М., Металлургиздат, 1957).

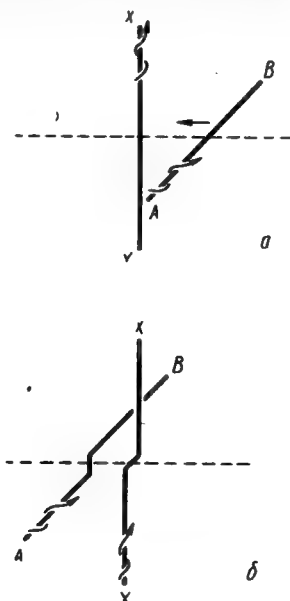


Рис. 7.4. Схема пересечения винтовых дислокаций:

$a$  — до пересечения;  $b$  — после пересечения.

ленной дислокации представляет собой очень небольшой отрезок дислокации, практически не имеющий дальнего действующего упругого поля. Поэтому его энергия определяется энергией ядра дислокации (см. раздел 4.4), для которой обычно принимается  $\alpha = 0,2$ .

Пересечение двух ортогональных краевых дислокаций с параллельными векторами Бюргерса показано на рис.

7.2. В этом случае пороги образуются на обеих дислокациях. Длина порога  $QQ'$  равна  $b_2$ , а длина порога  $PP'$  равна  $b_1$ . В данном случае увеличение энергии в два раза больше, чем в предыдущем примере.

Рис. 7.3 и 7.4 иллюстрируют пересечение краевой дислокации с винтовой и двух винтовых дислокаций. Знак винтовых дислокаций обозначен стрелками. В представленных примерах все винтовые дислокации правого вращения (согласно определению в разделе 1.4). В результате пересечения образуются пороги на обеих дислокациях.

Длина, или «высота», всех описанных порогов равна вектору Бюргерса пересеченной дислокации или, другими словами, расстоянию между атомными плоскостями. В этом случае пороги называются *элементарными порогом*.

### 7.3. ДВИЖЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ, СОДЕРЖАЩИХ ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ПОРОГИ

Рассмотрим порог, образованный на краевой дислокации  $AB$  (см. рис. 7.1), вектор Бюргерса его перпендикулярен к линии порога  $PP'$ , значит, порог представляет собой *краевую дислокацию*. На плоскости скольжения  $AB$ , в месте пересечения с дислокацией  $XY$ , образуется ступенька, но она не препятствует движению дислокации  $AB$ , так как вектор Бюргерса все время находится в плоскости скольжения и порог скользит вместе со всей дислокацией. Пороги, образованные на краевых дислокациях  $XY$  и  $AB$  (см. рис. 7.2), параллельны векторам Бюргерса дислокации, поэтому они имеют *винтовую ориентацию*. Пороги также лежат в плоскости скольжения той дислокации, на которой они образовались, и не препятствуют скольжению дислокаций в целом. Отсюда можно сделать важное заключение: *пороги на чисто краевых дислокациях не влияют на движение дислокаций*.

Теперь рассмотрим пороги на винтовых дислокациях (см. рис. 7.3 и 7.4). Эти пороги также имеют краевой характер. Так как краевая дислокация может свободно скользить только в плоскости, содержащей линию дислокации и ее вектор Бюргерса, единственное направление, в котором порог может двигаться *консервативно*, т. е. путем скольжения, это направление вдоль оси винтовой

дислокации, как показано на рис. 7.5. Поэтому, если винтовая дислокация имеет порог, она может двигаться вперед только неконсервативно. Такой процесс требует термической активации, следовательно, движение винтовой дислокации должно зависеть от температуры. Если напряжение достаточно велико, при движении порога

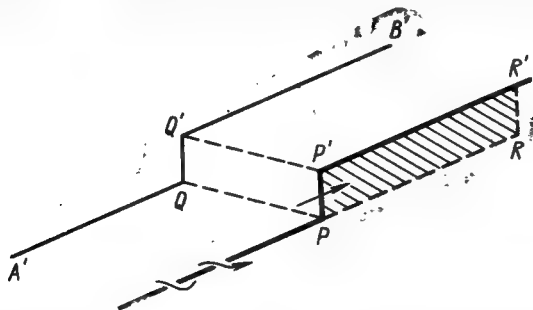


Рис. 7.5. Движение порога на винтовой дислокации. Порог  $PP'$  имеет вектор Бюргерса, перпендикулярный к  $PP'$ , поэтому он представляет собой отрезок краевой дислокации. Плоскость скольжения  $PP'$  — плоскость  $PP'RR'$ , определенная отрезком  $PP'$  и его вектором Бюргерса. Для движения винтовой дислокации в положение  $A'QQ'B$  необходимо переползание порога вдоль  $PQ$ .

позади него остается цепочка вакансий или межузельных атомов, в зависимости от знака дислокации и направления ее движения.

Представление об этих процессах можно получить из рассмотрения движения дислокации, показанного на рис. 7.6. На винтовой дислокации имеется краевой порог, который скользит в плоскости, параллельной плоскости чертежа, в направлении  $DB$  или  $BD$ . Если порог движется неконсервативно от  $A$  до  $B$ , а затем скользит в своей плоскости скольжения к  $C$ , то вдоль линии  $AB$  образуется цепочка вакансий, как показано на рис. 7.6, б. Промежуточную стадию нахождения дислокации в точке  $B$  нельзя отличить от рис. 7.6, а с дислокацией в точке  $A$ . Цепочка вакансий обладает линейным натяжением и потому тормозит движение порога. Если термическая активация достаточна для диффузии вакансий, цепочка вакансий разбивается и перестает тормозить дислокацию.



Если порог движется неконсервативно от  $A$  к  $D$  (рис. 7.6,  $a$ ), а затем скользит в своей плоскости к точке  $E$ , вдоль линии  $AD$  образуется цепочка межузельных атомов. Так же, как и раньше, промежуточное положение  $D$  на диаграмме нельзя отличить от первоначального

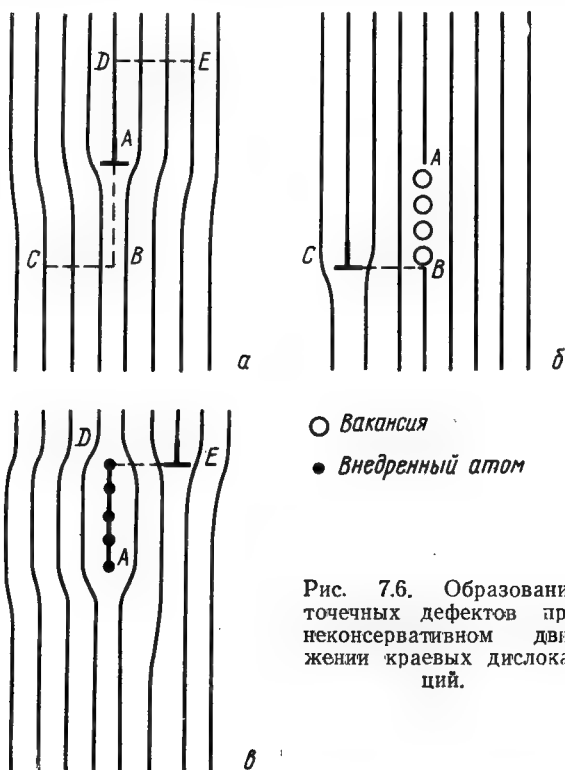


Рис. 7.6. Образование точечных дефектов при неконсервативном движении краевых дислокаций.

чертежа (рис. 7.6,  $a$ ) с дислокацией в точке  $A$ . Порог, при движении которого образуются вакансии, называют *вакансионным порогом*, порог, движущийся в противоположном направлении, называют *межузельным порогом*.

Пока что мы рассматривали только единичные пороги на винтовых дислокациях. На практике винтовая дислокация «собирает» множество порогов при своем движении через лес дислокаций, как вакансионных, так и меж-

узельных, которые стремятся скользить в противоположных направлениях (см. рис. 7.5) вдоль дислокации и при возможности аннигилировать. Это приведет к тому, что на дислокации останется лишь некоторое количество порогов одного знака, приблизительно равномерно расположенных вдоль дислокационной линии в результате их взаимного отталкивания.

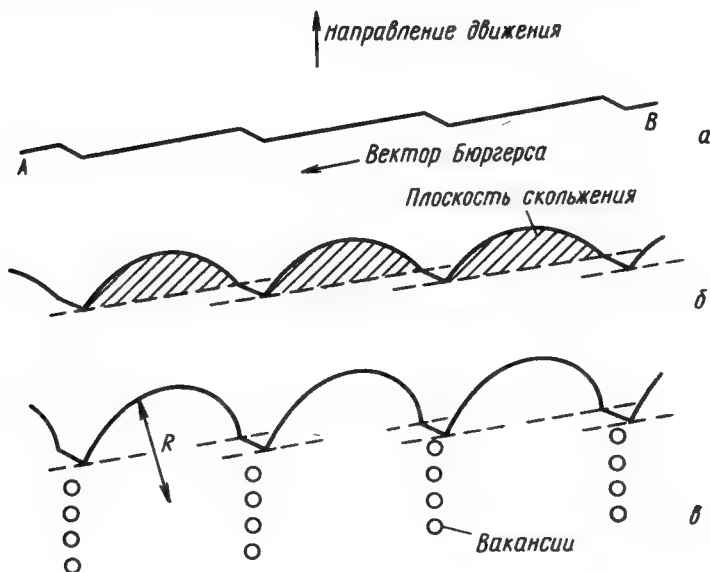


Рис. 7.7. Движение винтовой дислокации с порогами:

*a* — прямолинейная дислокация, напряжение равно нулю; *б* — под влиянием приложенного скалывающего напряжения дислокация изгибается между порогами в плоскости скольжения; *в* — движение дислокации. Позади порогов остаются цепочки вакансий.

Рассмотрим чисто винтовую дислокацию *AB* (рис. 7.7) с рядом равномерно распределенных вдоль ее длины вакансионных порогов. Пороги играют роль закрепляющих точек на дислокации, так что, если приложить в направлении скольжения скалывающее напряжение  $\tau$ , дислокация будет выгибаться между порогами (рис. 7.7, б). Радиус кривизны  $R$  дислокации для данного скалывающего напряжения определяется уравнением (4.21). При радиусе кривизны  $R_{кр}$  наступит критическая стадия, когда напряжение, необходимое для дальнейшего выгибания

дислокации, станет больше напряжения, которое требуется для образования вакансий на пороге, так что дислокация будет двигаться вперед, оставляя цепочку вакансий (или межузельных атомов) позади каждого порога (рис. 7.7, в).

По Зегеру (1954 г.) энергию, необходимую для образования вакансии или межузельного атома на пороге, можно записать как

$$U_1 = \alpha_1 Gb^3, \quad (7.1)$$

где для гранецентрированных кубических металлов  $\alpha_1$  примерно равно единице для межузельного атома и 0,1—0,2 для вакансии. Если взять  $G = 3 \cdot 10^{11}$  дин/см<sup>2</sup> и  $b = 3 \cdot 10^{-8}$  см,  $U_1$  окажется равным 4,8 и 0,7 эв для межузельного атома и вакансии соответственно. Когда все пороги продвинутся вперед на одно межатомное расстояние, образовав вакансии или межузельные атомы, вся дислокация тоже продвинется вперед на одно межатомное расстояние. Поэтому, если  $x$  — расстояние между порогами, работа, выполненная по перемещению дислокации, будет равна

$$W = \tau b^2 x \quad (7.2)$$

для каждого отрезка дислокации, содержащего только один порог.

Приравнявая (7.1) и (7.2), получим значение скалывающего напряжения, необходимого для образования дефекта и продвижения дислокации в отсутствие термической активации:

$$\tau = \alpha_1 \frac{Gb}{x}. \quad (7.3)$$

При повышенных температурах термическая активация способствует образованию вакансий. Энергия активации  $U_\tau$  для движения порога или образования дефекта на пороге будет иметь вид

$$U_\tau = \alpha_1 Gb^3 - \tau b^2 x. \quad (7.4)$$

Так как  $\alpha_1$  гораздо больше для межузельных атомов, чем для вакансий, вакансии образуются легче. Уравнение (7.3) справедливо для элементарных вакансионных порогов на дислокациях в объемноцентрированных и гранецентрированных кубических металлах. Для образо-

вания межузельных атомов на межузельных порогах необходимо большее скалывающее напряжение.

Образование вакансий при движении дислокаций в процессе пластической деформации подтверждено большим числом экспериментальных данных (Ван Бюрен, 1960 г., Коттрелл, 1958 г.). Обычно исследователи используют метод сравнения изменений физических свойств

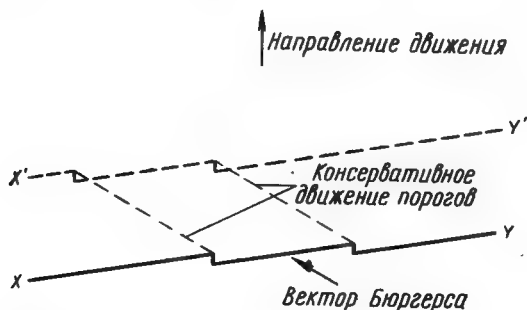


Рис. 7.8. Движение дислокации с порогами, имеющей винтовую компоненту, без образования точечных дефектов.  $XU$  — начальная позиция дислокации,  $X'Y'$  — конечная позиция.

(таких, как электросопротивление), вызванных закалкой с высоких температур, с теми изменениями, которые вносит пластическая деформация. С достаточной точностью можно считать, что изменения в сопротивлении при закалке и последующем отжиге происходят в результате образования и последующего стекания вакансий. Подобные изменения наблюдаются и после пластической деформации.

Дислокация с порогами может скользить и без образования дефектов. Рассмотрим, например, дислокацию  $XU$  (рис. 7.8) с вектором Бюргерса, не параллельным основной линии дислокации, движущуюся в направлении, указанном стрелкой. При движении дислокации пороги также могут консервативно передвигаться скольжением, проходя пути, обозначенные пунктирной линией. Будет или нет такой процесс преобладать над неконсервативным движением порогов, зависит от относительной легкости прохождения этих двух процессов.

## 7.4. СОСТАВНЫЕ ПОРОГИ

*Составным* порогом называется любой порог, высота которого больше одного межплоскостного расстояния. Движение дислокаций с составными порогами можно разделить на три вида, в зависимости от высоты порога. Эти виды движения иллюстрируются рис. 7.9, согласно

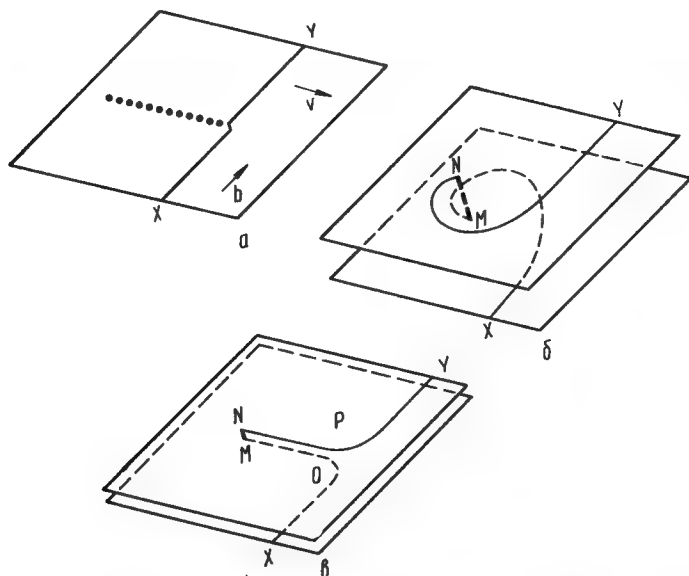


Рис. 7.9. Поведение порогов различной высоты на винтовой дислокации:

$a$  — малый порог дислокация тащит за собой, причем при его движении образуется цепочка вакансий;  $b$  — очень большой порог, дислокации  $NY$  и  $XM$  движутся независимо;  $c$  — порог промежуточной высоты, дислокации  $NP$  и  $MO$  взаимодействуют, они могут проходить друг мимо друга только в случае приложения большого напряжения [Gelman and Jonston. Solid State Physics, 13, 147 (1962)].

Гилману и Джонстону (1962 г.). Если пороги очень малы (рис. 7.9,  $a$ ), высотой 1—2 межплоскостных расстояния, винтовая дислокация тащит порог за собой, оставляя позади ряд точечных дефектов (см. раздел 7.3). При очень больших порогах, когда расстояние между двумя дислокационными сегментами настолько велико, что их взаимодействие невозможно, каждая в отдельности из

дислокаций будет вести себя как источник с одной закрепленной точкой (см. гл. 8. Размножение дислокаций).

Чтобы оценить расстояние между сегментами в этом случае, можно подсчитать максимальное напряжение взаимодействия между двумя параллельными краевыми дислокациями противоположного знака и сравнить его с эффективным приложенным напряжением. Прежде чем дислокации займут положение, показанное на рис. 7.9, б, они должны пройти промежуточное положение, подобное положению на рис. 7.9, в. В этом положении отрезки  $NP$  и  $MO$  — чисто краевые дислокации разного знака. Максимальная сила, действующая между двумя дислокациями разного знака, равна (см. рис. 4.8)

$$F_{x \text{ макс}} = \frac{0,25Gb^2}{2\pi(1-\nu)y}, \quad (7.5)$$

где  $y$  — расстояние между двумя плоскостями, или высота порога  $NM$ . Так как  $F_x = \tau b$  (см. уравнение 4.18), напряжение взаимодействия дислокаций будет равно

$$\tau = \frac{0,25Gb}{2\pi(1-\nu)y}. \quad (7.6)$$

Так, для кремнистого железа (Лоу и Туркало, 1962 г.), взяв значения  $G = 5,8 \cdot 10^{11}$  дин/см<sup>2</sup>,  $b = 2,48 \cdot 10^{-8}$  см,  $\nu = 0,3$  и  $\tau = 4,5 \cdot 10^8$  дин/см<sup>2</sup>, получим  $y \approx 200 \text{ \AA}$ .

Итак, если высота порога больше  $200 \text{ \AA}$ , два сегмента могут пройти мимо друг друга, двигаясь независимо. Пороги промежуточного размера будут приводить к конфигурации, изображенной на рис. 7.9, в, которая состоит из связки двух краевых дислокаций с тем же самым вектором Бюргерса, но противоположного знака. Такая конфигурация называется *дислокационным диполем*.

Примеры трех типов порогов показаны на рис. 7.10, на котором представлены микрофотографии фольг, полученных с помощью электронного микроскопа на тонких срезах большого монокристалла железа после деформации порядка 1 процента. Скольжение происходит только в одной системе, а именно в системе  $(011) [\bar{1}\bar{1}1]$ , срез сделан параллельно плоскости скольжения  $(011)$ . На фотографии показаны направления  $[\bar{1}\bar{1}1]$  и  $[2\bar{1}1]$ . Так как вектора Бюргерса дислокаций скольжения в объемно-центрированных кубических металлах являются вектора-

ми типа  $a/2 \langle 111 \rangle$ , все сегменты дислокаций, параллельные  $[\bar{1}\bar{1}1]$ , будут представлять собой чисто винтовые дислокации, а сегменты, перпендикулярные к  $[\bar{1}\bar{1}1]$ , т. е. параллельные  $[2\bar{1}1]$ , — чисто краевые дислокации. Опыт показывает, что винтовые дислокации относительно

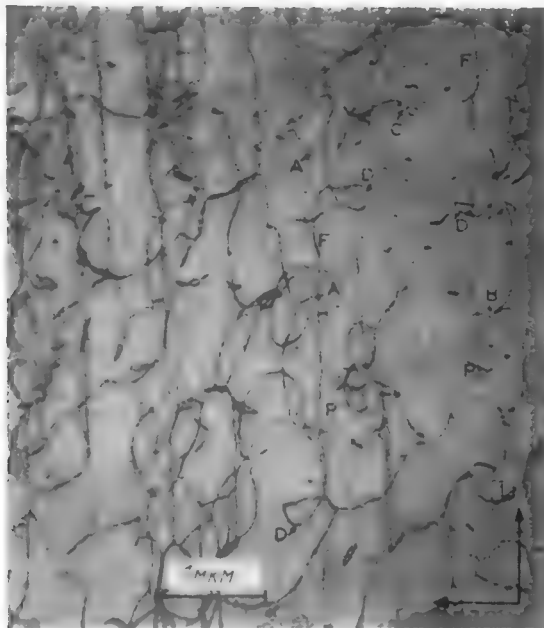


Рис. 7.10. Микрофотография на просвет тонкой фольги кремнистого железа ( $\text{Fe} - 3\% \text{Si}$ ), полученная с помощью электронного микроскопа. Поверхность фольги параллельна плоскости скольжения (011);  $A, B, C$  — диполи,  $D$  — источник с одним закрепленным концом на большом пороге,  $FP$  — винтовая дислокация с порогами [Low and Turkalo. *Acta Met.*, 10, 215 (1962)].

длинные и имеют множество порогов вдоль дислокационной линии, как, например, дислокации  $FP$ . На участках микрофотографии, обозначенных буквой  $A$ , можно видеть примеры дислокационных диполей. Они имеют краевую ориентацию и приблизительно совпадают с направле-

нием  $[2\bar{1}1]$ . В участках, обозначенных буквой  $D$ , видны источники дислокаций с одной закрепленной точкой.

Эффективным источником составных порогов является двойное поперечное скольжение, представленное на рис. 3.7. Сегменты дислокации, не лежащие в главной плоскости скольжения, имеют преимущественно краевой характер. В более общем случае любое движение дислокации, выводящее ее из плоскости скольжения, приводит

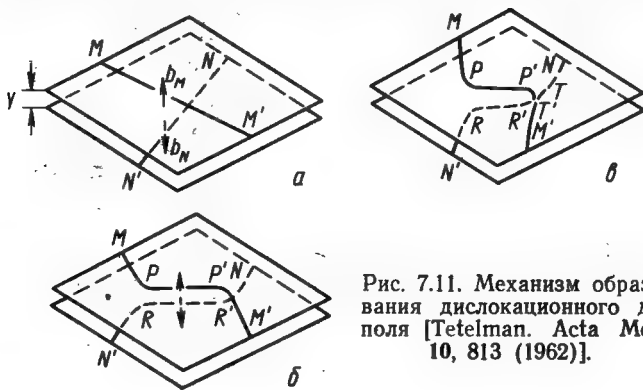


Рис. 7.11. Механизм образования дислокационного диполя [Tetelman. Acta Met., 10, 813 (1962)].

к образованию порогов. Такие процессы имеют особенно важное значение для объемноцентрированных кубических металлов, где плоскость скольжения не определена четко и винтовые дислокации движутся не по определенным кристаллографическим плоскостям, а, скорее всего, по тем плоскостям, в которых эффективное скалывающее напряжение имеет максимальное значение. Более сложным процессом является образование порогов в кристаллах с расщепленными дислокациями, так как в этом случае поперечное скольжение затруднено.

Во многих случаях поперечное скольжение вообще невозможно без локальной концентрации напряжений, это обстоятельство побудило Тетельмана (1962 г.) предложить другой механизм образования диполей. Ход процесса иллюстрируется рис. 7.11. Две непараллельные дислокации скользят в параллельных плоскостях скольжения, находящихся на расстоянии  $y$  друг от друга (рис. 7.11, а). Если вектора Бюргерса дислокаций равны по величине, но имеют разный знак, возможно уменьше-



ние энергии дислокаций за счет переориентировки части их линий в плоскостях скольжения, как это показано на рис. 7.11, б. Сегменты  $PP'$  и  $RR'$  имеют преимущественно краевой характер и лежат примерно один над другим.

Под влиянием приложенного скалывающего напряжения отрезки  $PP'$  и  $RR'$  стремятся разойтись в своих плоскостях скольжения. Эта ситуация напоминает перекрещивание дислокационных сегментов с двух сторон большого порога (см. рис. 7.9); дислокации сильно взаимодействуют друг с другом, если расстояние между плоскостями мало (см. уравнение 7.5). Таким образом, при определенной величине приложенного напряжения и при определенном расстоянии между плоскостями скольжения дислокации не будут перекрещиваться, и конфигурация на рис. 7.11, б будет стабильна.

Однако, если ориентация дислокаций  $P'M'$  или  $R'N$  близка к чисто винтовой, для части ее (например,  $P'M'$ ) может пройти поперечное скольжение и она соединится с дислокацией  $R'N$  в точке  $R'$ . Так как  $P'M'$  и  $P'N$  имеют противоположные вектора Бюргерса, поперечные сегменты аннигилируют, оставив дислокационный диполь  $MPP'R'RN'$ . Дислокация  $NTT'M'$  на рис. 7.11, в будет иметь порог  $TT'$  и двигаться так, как описано выше. Этот механизм объясняет образование диполей на очень ранних стадиях пластической деформации, когда скольжение связано только с одним семейством плоскостей.

### 7.5. ПОРОГИ И ПРИЗМАТИЧЕСКИЕ ПЕТЛИ

В процессе пластической деформации часто образуются цепочки дефектов и призматические петли. На рис. 7.10 видны многочисленные мелкие петли, многие из них вытянуты. Перед деформацией данный образец имел очень низкую плотность дислокаций, петли отсутствовали. Позади движущихся дислокаций остаются так называемые *сплетения*, которые являются результатом движения краевых порогов на винтовых дислокациях.

Возможны два механизма образования петель. Первый механизм можно представить себе следующим образом. Элементарный порог оставляет за собой при движении цепочку вакансий или межузельных атомов. Если температура достаточно высока для диффузии дефектов, они скапливаются, образуя диски, которые затем превра-

щаются в дислокационные петли. Вакансионные петли образуются только при высоких температурах, так как процесс их образования весьма чувствителен к скорости диффузии.

Второй механизм представляет собой одну из стадий движения дислокационного диполя, образовавшегося при промежуточном размере порога (см. рис. 7.9, в) или при взаимодействии дислокаций на параллельных плоскостях

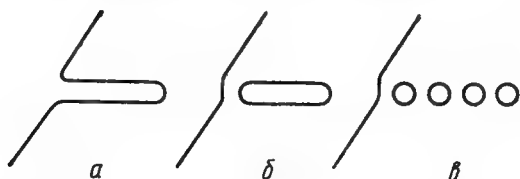


Рис. 7.12. Образование дислокационных петель из дислокационного диполя:

а — дислокационный диполь; б — вытянутая петля и дислокация с порогом; в — ряд маленьких петель.

скольжения (рис. 7.11). Диполь может понизить свою общую упругую энергию, если он разобьется, образовав при этом ряд призматических петель. Две стадии этого процесса показаны на рис. 7.12. Вначале образуется вытянутая петля, которая затем разбивается на отдельные петли. Такой процесс, в частности, может происходить при поперечном скольжении, механизм его подобен слиянию дислокаций  $P'M'$  и  $P'N$  (см. рис. 7.11, б).

Слияние диполей можно видеть на микрофотографии рис. 7.10, точка С. Образование ряда петель из длинной продолговатой петли показано на рис. 7.13. Дислокации типа SA/TB (см. раздел 6.2) образуются в процессе пластической деформации кадмия при  $-100^\circ\text{C}$ . Длинный диполь АВ находится в процессе расщепления, в точке D длинная петля расщепилась на две круглые петли. В верхней части фотографии можно видеть ряд петель.

Все эти превращения происходят при низкой температуре. Можно предположить, что здесь играет роль диффузия по трубке дислокации, которая приводит к перераспределению массы вещества вблизи петли (см. раздел 3.8), так как энергия активации диффузии по трубке дислокации ниже, чем для объемной самодиффу-

зии. Петли дислокаций, образовавшиеся при расщеплении диполей, могут иметь вакансионный или межузельный характер, в зависимости от знака исходного порога или диполя.

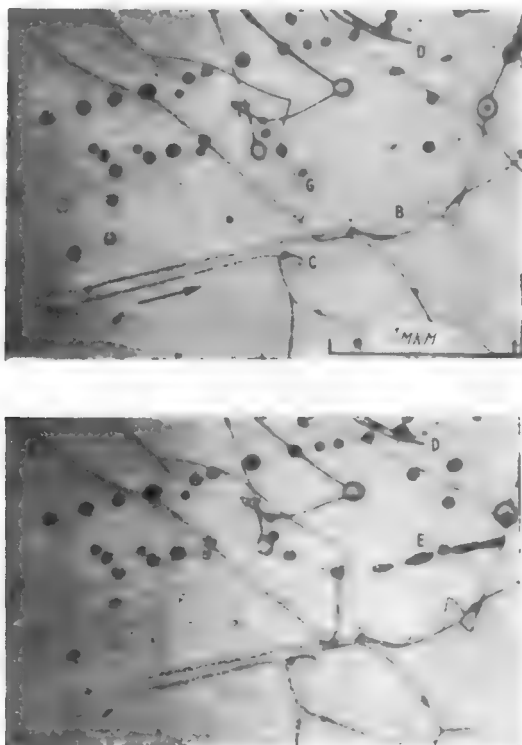


Рис. 7.13. Микрофотографии на просвет, снятые с 30-секундным интервалом с пластинки кадмия [плоскость (0001)] при  $-95^{\circ}\text{C}$ , полученные с помощью электронного микроскопа. Видны дислокационные диполи и отделенные вытянутой сидячей петли [Price. J. Appl. Phys., 32, 1750 (1961)].

#### **7.6. ПЕРЕСЕЧЕНИЕ РАСЩЕПЛЕННЫХ ДИСЛОКАЦИЙ**

Для пересечения расщепленных дислокаций, как это наблюдается в случае гранецентрированных кубических металлов с низкой энергией дефектов упаковки, следует

видоизменить простую геометрическую модель пересечения, представленную на рис. 7.2—7.5. Обобщенное изложение этого процесса представляет определенные трудности, так как существует много возможных вариантов пересечения (Велан, 1959 г.).

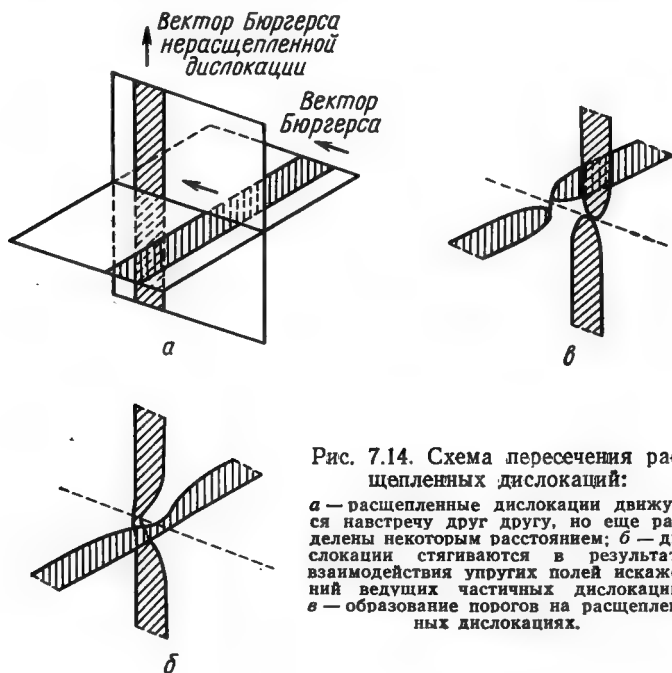


Рис. 7.14. Схема пересечения расщепленных дислокаций:

а — расщепленные дислокации движутся навстречу друг другу, но еще разделены некоторым расстоянием; б — дислокации стягиваются в результате взаимодействия упругих полей искажений ведущих частичных дислокаций; в — образование порогов на расщепленных дислокациях.

Для иллюстрации основных особенностей этого процесса рассмотрим один пример. На рис. 7.14 две расщепленные дислокации пересекаются под прямым углом. При пересечении дислокации стягиваются и образуют в области пересечения отрезки нерасщепленных дислокаций (рис. 7.14, б). Затем дислокации расходятся, а на расщепленных дислокациях образуются элементарные пороги (рис. 7.14, в). Ясно, что для образования порогов на расщепленных дислокациях необходимо затратить работу на стягивание дислокаций, поэтому энергия такого порога будет зависеть от энергии дефектов упаковки или

от расстояния между частичными дислокациями. Оценки энергии порога выполнены Стро (1954 г.) и Фриделем (1964 г.).

### 7.7. РАСЩЕПЛЕННЫЕ ПОРОГИ

Описание движения дислокаций, содержащих пороги (см. раздел 7.3), показывает, что пороги на винтовых дислокациях могут двигаться консервативно только при скольжении вдоль оси винтовой дислокации, в то время как пороги на краевых дислокациях могут двигаться консервативно только при скольжении в направлении движения дислокации. Ситуация усложняется, когда порог понижает свою энергию, расщепляясь на частичные дислокации, так как в этом случае перед скольжением он должен стянуться.

В зависимости от природы порога и способа его расщепления могут сложиться две ситуации: *а* — приложенное напряжение достаточно для стягивания порога, в этом случае он может скользить консервативно; *б* — приложенное напряжение недостаточно, чтобы стянуть порог, поэтому он становится сидячим, но это должно быть напряжение больше того, которое необходимо для выгибания отдельных сегментов дислокации и образования дислокационных диполей.

Эти вопросы для гранецентрированных кубических металлов детально рассмотрены Хиршем (1962 г.) для всех возможных конфигураций порогов. Для дислокации с вектором Бюргерса **BC**, лежащей в плоскости  $\delta$  (рис. 7.15), простейшие типы порогов располагаются вдоль плотноупакованных направлений *AD*, *BD* и *DC*. Для каждого из этих направлений существует два типа порогов разного знака. Здесь будет описан только один пример, причем для описания дислокационных реакций используются обозначения Томпсона (см. раздел 5.4). Предполагается, что мы имеем дело с длинными составными порогами, которые не взаимодействуют с остальными дефектами решетки, например с дислокациями леса.

Порог на расщепленной дислокации с вектором Бюргерса **BC** показан на рис. 7.15. Стянутый порог лежит вдоль *AD*, он может понизить свою энергию следующим образом. Сначала дислокация расщепляется в плоско-

стях  $\beta$  и  $\gamma$ , образуя частичные дислокации Шокли  $B\gamma$  и  $\beta C$  и ступенчатую дислокацию  $\gamma\beta$  с низкой энергией, лежащую вдоль  $AD$ , по реакции

$$BC = B\gamma + \gamma\beta + \beta C \quad (7.7)$$

(ср. реакцию 5.18)

$$(1/2) \rightarrow (1/6) + (1/18) + (1/6).$$

Предположим, что в узлах, где дислокация переходит в порог, этот порог стянут, тогда он выглядит, как показан

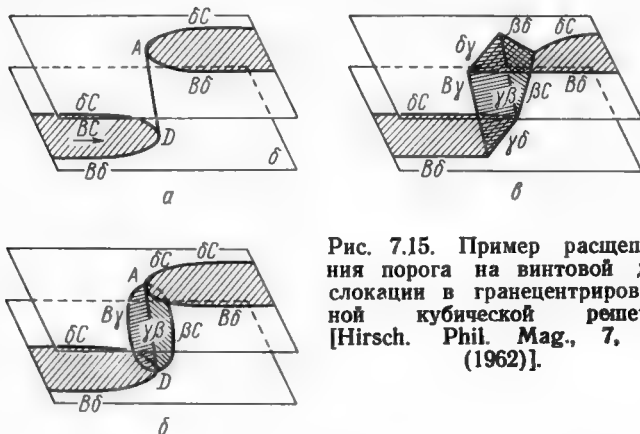


Рис. 7.15. Пример расщепления порога на винтовой дислокации в гранецентрированной кубической решетке [Hirsch. Phil. Mag., 7, 67 (1962)].

но на рис. 7.15, б. Если дефекты в плоскостях  $\gamma$  и  $\delta$  и в плоскостях  $\beta$  и  $\delta$  составляют острые углы между собой, энергия этой конфигурации может быть понижена еще в результате реакций:

$$B\delta + \gamma B = \gamma\delta \quad (7.8)$$

$$(1/6) + (1/6) \rightarrow (1/18)$$

и

$$\delta C + C\beta = \delta\beta \quad (7.9)$$

$$(1/6) + (1/6) \rightarrow (1/18).$$

Это приведет к конфигурации, изображенной на рис. 7.15, в. Степень расщепления зависит от энергии дефектов упаковки. Из этого примера ясно, что диссоциация может привести к значительному уменьшению энер-

гии порога. Чем больше уменьшается энергия в результате расщепления, тем большая энергия нужна для стягивания порога.

Анализ, проведенный Хиршем, показывает, что существует много возможных способов расщепления, следовательно, дальнейшее движение дислокаций с порогами зависит от конкретных характеристик порогов, которые они тащат за собой. Важное значение имеют приложенное напряжение и температура, способствующие стягиванию порога. Если отдельно рассматривать вакансионные и межузельные пороги, следует отметить, что в случае межузельных порогов приложенное напряжение стремится стянуть порог, уменьшая тем самым энергию активации процесса стягивания. Для вакансионного порога это не так: энергия активации процесса здесь полностью зависит от термической активации.

Следовательно при низких температурах дислокации должны тащить за собой элементарные вакансионные пороги, двигаясь неконсервативно и оставляя за собой цепочку вакансий. Межузельные пороги движутся консервативно в направлении вектора Бюргерса. Таким образом, существование порогов влияет на величину напряжения, необходимого для движения дислокаций, и, вероятно, играет важную роль в процессах упрочнения. Различием в поведении вакансионных и межузельных порогов, очевидно, можно объяснить температурную зависимость напряжения, необходимого для движения дислокаций.

## **7.8. СВЯЗИ ПРИТЯЖЕНИЯ И ОТТАЛКИВАНИЯ**

В разделе 4.6 показано, что параллельные краевые дислокации разного знака, лежащие в одной плоскости скольжения, притягивают друг друга, величина соответствующей силы определяется уравнением (4.25), краевые дислокации одного и того же знака отталкиваются с равной по величине, но противоположной по знаку силой. Таким же образом дислокация, пересекающая дислокацию леса, будет взаимодействовать с ее полем упругих напряжений, они будут притягиваться или отталкиваться в зависимости от величины и направления их векторов Бюргерса и от угла  $\phi$  между дислокационными линиями. Рассмотрим прямую дислокацию  $LL'$ , пересекающую

вторую дислокацию  $MM'$ , как показано на рис. 7.16. Поля напряжений этих дислокаций будут накладываться друг на друга только на довольно коротком отрезке, который увеличивается с уменьшением угла  $\varphi$ . Пусть  $r$  — расстояние между дислокациями, тогда можно считать, что поле

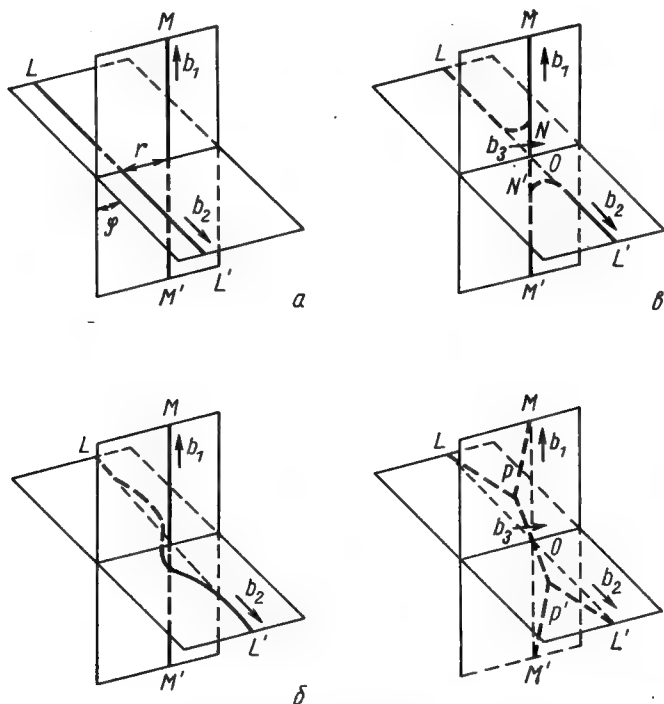


Рис. 7.16. Иллюстрация связи притяжения:

$a$  — дислокация  $LL'$  движется по направлению к дислокации  $MM'$ ; если угол  $2\theta$  между  $b_1$  и  $b_2$  больше  $1/2 \pi$ , дислокации притягивают друг друга, а если  $2\theta$  меньше  $1/2 \pi$ , дислокации отталкиваются;  $б, в и г$  —  $LL'$  и  $MM'$  взаимодействуют, образуя новую дислокацию  $PP'$ .

напряжений дислокации  $MM'$  действует на отрезок  $\pi r \cos \varphi$  дислокации  $LL'$  (Каррингтон, Хейл и Маклин, 1960 г.). Если поле напряжений дислокации  $MM'$  стремится оттолкнуть дислокацию  $LL'$ , при движении  $LL'$  до пересечения с  $MM'$  будет выполнена дополнительная работа, кроме той работы, которая необходима для образования порога; величина этой работы определяется как



*связь отталкивания.* Если поле напряжений дислокации  $MM'$  притягивает дислокацию  $LL'$ , необходима дополнительная энергия, чтобы разделить дислокации после их пересечения, которая определяется как *связь притяжения*.

Для дислокаций, которые пересекаются жестко, как показано на рис. 7.2—7.5, можно считать, что связи притяжения и отталкивания равны и противоположны. Но так как дислокации обладают гибкостью, то при сближении они стремятся изогнуться и, насколько это возможно, понизить энергию пересечения. Уменьшение энергии эквивалентно притяжению, которое при связи притяжения увеличивает притяжение, а при связи отталкивания уменьшает отталкивание. Поэтому связь притяжения оказывает большее действие.

Добавочное напряжение, необходимое для пересечения дислокаций при связи отталкивания (кроме напряжения для образования порога), можно оценить из рассмотрения работы, выполняемой при движении дислокаций навстречу друг другу. Простейший пример пересечения чисто винтовых дислокаций показан на рис. 7.16, расчет ведется следующим образом (по Каррингтону, Хейлу и Маклину, 1960 г.). Вектора Бюргерса дислокаций  $LL'$  и  $MM'$  —  $b_1$  и  $b_2$ , они составляют друг с другом угол  $2\theta$ . Если  $b_1 = b_2 = b$ , сила, действующая на отрезок  $\pi r \cos \varphi$ , будет равна

$$F_r = \frac{Gb^2}{2\pi r} \cos 2\theta \cdot \pi r \cdot \cos \varphi = \frac{Gb^2}{2} \cos 2\theta \cdot \cos \Phi. \quad (7.10)$$

Пусть расстояние между пересекаемыми дислокациями леса типа  $MM'$  равно  $x$ , тогда приложенное напряжение  $\tau_r$ , действующее на отрезок длиной  $x$ , производит работу  $\tau_r b^2 x$ . Так как дислокация продвигается на расстояние  $b$  и противодействующая сила равна  $F_r$ , приравнявая выполненную работу, получим

$$F_r b = \tau_r b^2 x. \quad (7.11)$$

Подставив значение  $F_r$  в уравнение (7.10), получим

$$\tau_r = \frac{Gb}{x} \cdot \frac{\cos 2\theta \cos \varphi}{2}. \quad (7.12)$$

Для винтовых дислокаций в объемноцентрированных кубических металлах, где  $2\theta = \varphi = 109,5^\circ$ , получим

$$\tau_r = \frac{0,056Gb}{x}. \quad (7.13)$$

Следует ожидать, что все связи отталкивания будут давать величины такого порядка. Это гораздо меньше, чем напряжение для образования порога,  $\tau \approx \alpha_1 Gb/x$  (см. раздел 7.3), где  $\alpha_1 = 0,2$  для вакансионного порога. Поэтому связи отталкивания мало влияют на величину напряжения, необходимого для движения дислокаций.

Если происходит дислокационная реакция, в результате которой общая длина линии дислокации уменьшается, это может привести к еще большему уменьшению энергии, затрачиваемой на преодоление связи притяжения. Ход процесса при пересечении двух винтовых дислокаций иллюстрируется рис. 7.16. Дислокация  $LL'$  движется к  $MM'$ . Предположим для простоты, что  $MM'$  жесткая дислокация и что дислокация  $LL'$  может передвигаться только скольжением (не может переползать).

При сближении дислокаций  $LL'$  и  $MM'$  они начинают притягиваться, стремясь расположиться параллельно друг другу вдоль некоторой части своей длины (рис. 7.16, б). Таким образом, образуется третья дислокация  $NN'$  с вектором Бюргерса  $b_3$

$$b_1 + b_2 \rightarrow b_3, \quad (7.14)$$

как показано на рис. 7.16 в. Чтобы эта реакция была энергетически выгодна, необходимо выполнение следующего условия:

$$b_1^2 + b_2^2 > b_3^2. \quad (7.15)$$

Если абсолютные величины векторов Бюргерса дислокаций равны, это условие удовлетворяется в том случае, когда угол между векторами Бюргерса  $2\theta$  меньше  $1/2 \pi$ .

Небольшое дальнейшее уменьшение энергии происходит, когда дислокации занимают положение равновесия (рис. 7.16, г), определяемое условием минимальной длины линии дислокации. Если представить, что дислокация закреплена, например, другими дислокациями леса в точках  $L$ ,  $M$ ,  $M'$ ,  $L'$ , уменьшение энергии при пересечении будет равно:

$$E = 2[(LO + OM)W_1 - (LP + PM)W_1 - OPW_3], \quad (7.16)$$

где  $W_1$  — энергия, приходящаяся на единицу длины  $LO$ ,  $OM$ ,  $LP$  и  $PM$  и  $W_3$  — энергия, приходящаяся на единицу длины  $PP'$ .

Каррингтон, Хейл и Маклин подсчитали напряжение, необходимое для проталкивания дислокации сквозь лес дислокаций при связях притяжения, при этом они рассматривали работу, выполненную при изменении конфигурации дислокаций от положения минимума энергии  $LPP'L'$  и  $MPP'M'$  до положения  $LOL'$  и  $MOM'$ . Для связей притяжения в объемноцентрированных кубических металлах получено

$$\tau_c = \frac{0,22G\beta}{x}, \quad (7.17)$$

где  $x$  — расстояние между дислокациями леса. Для гранецентрированных кубических металлов

$$\tau_c = \frac{0,33Gb}{x}. \quad (7.18)$$

Так как при связях притяжения образуются пороги, потребуется добавочное напряжение, чтобы разъединить дислокации, из соображений симметрии величина его равна половине энергии порога, поэтому дополнительное напряжение составит примерно  $0,1 Gb/x$ .

#### **7.9. ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГИИ ДЕФЕКТОВ УПАКОВКИ В ГРАНЕЦЕНТРИРОВАННЫХ КУБИЧЕСКИХ МЕТАЛЛАХ**

На рис. 7.17 представлен пример дислокационной реакции, особенно интересный для нас, так как эта реакция лежит в основе метода прямого экспериментального измерения энергии дефектов упаковки. Данный метод был впервые предложен Веланом (1959 г.) и с успехом применен Хови и Сванном (1961 г.). Если дислокация, расположенная в плоскости  $\alpha$ , с вектором Бюргерса  $DC$  (обозначения Томпсона) пересекает дислокацию с вектором Бюргерса  $CB$ , лежащую в плоскости  $\delta$ , окончательное расположение дислокаций можно представить себе так, как это изображено на рис. 7.17. Дислокация  $DC$  расщепляется на частичные дислокации  $D\alpha$ ,  $\alpha C$ , а  $CB$  — на  $C\delta$ ,  $\delta B$ . Дислокации стягиваются в точке пересечения, затем дислокация  $CB$  расщепляется в плоскости  $\alpha$ , образуя частичные дислокации  $C\alpha$  и  $\alpha B$ . Согласно этому при деформации сплава  $Cu - 8\% Al$  при комнатной температуре образуется сетка сжатых и растянутых узлов (рис. 7.18).

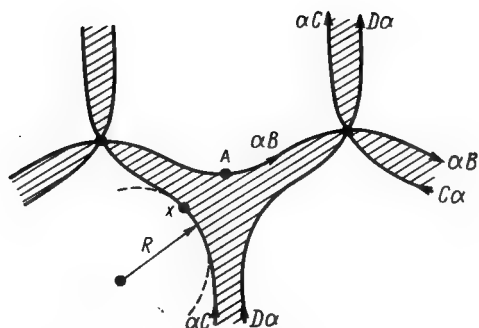


Рис. 7.17. Расщепленный узел в гранецентрированной кубической решетке, заштрихованный участок представляет собой дефект упаковки [Whelan. Proc. Roy. Soc., A2 (1959)].

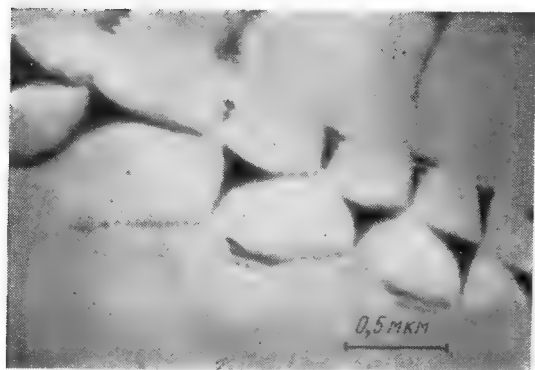


Рис. 7.18. Микрофотография на просвет расщепленных узлов в сплаве Cu—3%Al, деформированном на 5% при комнатной температуре, полученная с помощью электронного микроскопа [Swann. Electron Microscopy and Strength of Cryseals, Interscience (1963)].

Частичная дислокация в точке  $x$  находится в равновесии под воздействием двух сил. Во-первых, на единицу длины дислокации действует сила  $F$ , связанная с линейным натяжением дислокации  $T$ , стремящаяся выпрямить линию дислокации. При радиусе кривизны дислокации  $R$  сила  $F$  равна

$$F = \frac{T}{R}, \quad (7.19)$$

где  $T$  получено из уравнения (4.19). Кроме того, на единицу длины дислокационной линии действует сила  $\gamma$ , стремящаяся сжать узел. Эта сила появляется в результате того, что дефект упаковки стягивает частичные дислокации ( $\gamma$  — энергия дефекта упаковки). Приравнивая эти силы, получим

$$\gamma = \frac{T}{R} \simeq \frac{\alpha G b^2}{R}. \quad (7.20)$$

В этом расчете не приняты во внимание энергия взаимодействия соседних частичных дислокаций, а также изменения линейного натяжения с кривизной дислокации. Из уравнения (7.20) можно непосредственно определить энергию дефектов упаковки, измерив радиус кривизны узла  $R$ ; следует только иметь в виду упомянутые ограничения. На практике данный метод из-за трудностей измерения радиуса кривизны  $R$  применим только к твердым телам с низкой энергией дефектов упаковки. Так, энергию дефектов упаковки чистых гранецентрированных кубических металлов измерить нельзя, но для сплавов с гранецентрированной кубической решеткой, а также для многих слоевых структур этот метод имеет широкое применение.

## Глава 8

### ОБРАЗОВАНИЕ И РАЗМНОЖЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ

#### 8.1. ВВЕДЕНИЕ

Дислокации имеются во всех кристаллах, за исключением кристаллических «усов» и отдельных случаев больших кристаллов, таких элементов, как кремний. Плотность дислокаций в хорошо отложенных кристаллах обычно составляет около  $10^6$  дислокаций на  $1 \text{ см}^2$ ; как уже упоминалось в гл. 1 (см. рис. 1.16), они образуют неправильную сетку. Так как линейная энергия дислокации высока, плотность дислокаций в кристалле в состоянии термического равновесия очень мала. Отсюда ясно, что при росте кристаллов дислокации должны образовываться в результате процессов, не связанных с тепловыми флуктуациями.

Когда мы деформируем кристалл, плотность дислокаций быстро возрастает с увеличением степени деформации. С помощью простого примера можно показать, что в процессе деформации дислокации должны размножаться. Рассмотрим кристалл размером  $1 \text{ см}^3$ , имеющий плотность дислокаций  $10^6$  на  $1 \text{ см}^2$ , причем дислокации лежат в плоскостях скольжения. Продвижение одной дислокации к поверхности кристалла даст деформацию, в среднем равную  $b/2$ , где  $b$  — величина вектора Бюргерса в направлении приложенного напряжения, а  $10^6$  дислокаций дадут деформацию  $(10^6/2)b$  в том случае, если все дислокации движутся к поверхности. Взяв  $b = 2 \cdot 10^{-8} \text{ см}$  получим, что максимальная деформация в результате этого процесса составит 1%. На практике же получают пластические деформации до 100%, и наблюдаются высокие плотности дислокаций, такие, как  $10^{12}$  дислокаций/ $\text{см}^2$ ,

## 1.2. ДИСЛОКАЦИИ РОСТА

Было предложено два основных механизма появления дислокаций в процессе роста: 1) формирование и последующее движение дислокационных петель, образовавшихся при захлопывании вакансионных дисков, и 2) гетерогенное зарождение дислокаций в результате локальных внутренних напряжений. Однако есть некоторые сомнения, может ли механизм (2) давать достаточное количество дислокаций. Что касается механизма (1), то до сих пор идет оживленная дискуссия по поводу того, может ли вообще этот механизм играть важную роль в образовании дислокаций. Следует заметить, что в кристаллах, выращенных с помощью кристаллов-затравки, любые нарушения в затравке распространяются в новый кристалл. Это обусловлено тем, что дислокации не могут оканчиваться внутри кристалла.

Существование первого механизма прямо следует из предыдущего описания образования дислокационных петель. В разделе 1.5 показано, что, если быстро охладить кристалл с температуры, близкой к точке плавления, можно зафиксировать концентрацию вакансий, равновесную для высокой температуры, но пересыщенную для данной температуры, при этом вакансии могут собираться, образуя дислокационные петли. Для этого процесса требуется критическое пересыщение  $C_1$ . Описанный механизм подтверждается тем фактом, что в закаленных образцах, имеющих достаточное пересыщение вакансий, петли образуются в теле зерна, а вблизи границ петли не обнаруживаются, так как степень пересыщения здесь уменьшается из-за миграции вакансий к границе.

При затвердевании расплава происходит движение границы жидкость — твердое тело. В твердом теле обычно имеется значительный температурный градиент. Непосредственно вблизи границы температура твердого тела очень близка к точке плавления, и равновесная концентрация вакансий здесь высока. Если охлаждение идет достаточно быстро, высокая концентрация вакансий сохраняется. В том случае, когда пересыщение оказывается больше, чем  $C_1$ , образуются петли.

Дискуссия по поводу этого механизма вращается вокруг вопроса, можно ли достичь достаточной степени

пересыщения. При медленном охлаждении это маловероятно. Любые петли, образовавшиеся в твердой фазе у движущейся границы с жидкостью, будут расширяться путем переползания при диффузии вакансий к петле. Петли, составляющие большой угол с границей, при определенных условиях могут пересекать границу, причем две крайние точки выхода дислокации, образовавшиеся таким путем, будут действовать как места распространения дислокаций в новый кристалл.

Основные принципы зарождения дислокаций с помощью локальных внутренних напряжений в процессе роста и последующего охлаждения рассмотрены в разделе 8.4.

Локальная концентрация внутренних напряжений происходит в том случае, когда соседние части кристалла вынуждены изменять свой объем. Такое расширение или сжатие соседних областей с разной степенью может произойти в результате: а) термических градиентов; б) изменений в составе или в) изменений в структуре решетки. Дополнительный эффект изменения объема связан с тем, что растущий кристалл сохраняет размеры контейнера. Когда напряжение достигает критической величины (около  $G/30$ ), образуются дислокации. Если этот процесс происходит при высоких температурах, вновь образованные дислокации будут перестраиваться в результате переползания.

### **8.3. ГОМОГЕННОЕ ЗАРОЖДЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ**

Образование дислокации называется гомогенным, когда она образуется в области кристалла, свободной от дефектов. Этот процесс происходит только при экстремальных условиях, так как для него требуются очень большие напряжения. Метод оценки напряжения был дан Коттреллом (1953 г.) и уже использовался ранее в разделе 5.5.

Пусть в кристалле под действием приложенного напряжения образуются две винтовые параллельные дислокации разного знака и начинают двигаться каждая в отдельности. Если на каждую из них действует сила  $\tau b$ , то, пройдя расстояние  $S$ , они проделают работу, равную  $\tau b S$  на единицу длины дислокационной линии. Из уравнения (4.10) получим, что энергия каждой дислокации



равна  $E_S = (Gb^2/4\pi) \ln\left(\frac{r_1}{r_0}\right)$ . Здесь  $r_1 = S$ , так как искажения, вызванные одной дислокацией, на большом расстоянии, сравнимом с  $S$ , уничтожаются полем искажений другой дислокации. Таким образом, общее изменение энергии кристалла будет равно

$$E_{06} = \frac{Gb^2}{4\pi} \ln \frac{S}{r_0} - \tau b S. \quad (8.1)$$

Эта энергия равна нулю для  $S=0$ , и увеличивается до максимального значения при  $S=S^*$ , потом падает до нуля и становится отрицательной. В максимуме энергии

$$\frac{dE_{06}}{dS} = 0 = \frac{Gb^2}{4\pi} \cdot \frac{1}{S^*} - \tau b,$$

поэтому

$$S^* = \frac{Gb}{4\pi\tau}. \quad (8.2)$$

Если взять  $r_0 = b$ , максимум энергии  $E_{06}$  равен

$$E_{06}^* = \frac{Gb^2}{4\pi\tau} \left( \ln \frac{G}{4\pi\tau} - 1 \right). \quad (8.3)$$

При спонтанном зарождении  $E_{06}$  должна уменьшаться до нуля при данном приложенном напряжении, т. е.

$$\ln \frac{G}{4\pi\tau} - 1 = 0. \quad (8.4)$$

Таким образом, необходимое напряжение равно

$$\tau_N \approx \frac{G}{30}. \quad (8.5)$$

Это напряжение гораздо больше, чем однородное напряжение, необходимое для пластической деформации, что указывает на преобладание других побочных процессов, таких, как движение уже существующих дислокаций и др. Однако такой уровень напряжения достигается лишь в локальных объемах при концентрации напряжений.

#### 8.4. ОБРАЗОВАНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ ВБЛИЗИ КОНЦЕНТРАТОРОВ НАПРЯЖЕНИЯ

Рис. 8.1 иллюстрирует хорошо известный пример образования дислокаций при концентрации напряжений, взятый из работы Джонса и Митчелла (1958 г.). В кристалл хлористого серебра

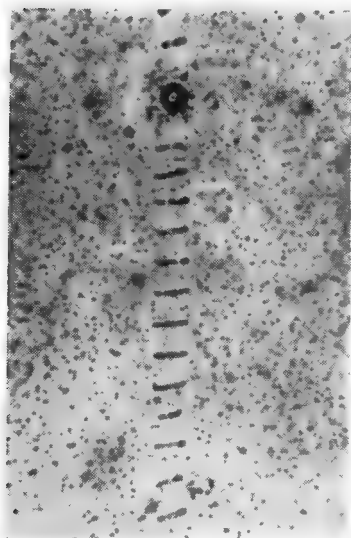


Рис. 8.1. Система призматических дислокационных петель, в рекристаллизованном бездислокационном кристалле хлористого серебра, образовавшихся при релаксации поля искажений вокруг маленького стеклянного шарика в результате различной степени сжатия при охлаждении [Mitchell. Growth and Perfection of Crystals, Wiley, (1958)].

вводят стеклянный шарик, затем кристалл подвергают обработке для уменьшения плотности дислокаций до минимальной величины, поддерживают при  $370^{\circ}\text{C}$  для гомогенизации и устранения всех внутренних микроискажений, связанных с введением шарика, затем охлаждают до  $20^{\circ}\text{C}$ . Дислокации выявляют с помощью метода декодирования (см. раздел 2.3).

На фотографии виден ряд призматических дислокационных петель, видимо краевых, которые образуются вокруг стеклянного шарика в процессе охлаждения. Ось этих петель параллельна направлению  $\langle 110 \rangle$ , т. е. главному направлению скольжения в данной структуре. Образование дислокаций происходит под влиянием напряжений, возникающих из-за различной степени сжатия кристалла и стеклянного шарика при охлаждении.

Предположим, что при температуре  $370^{\circ}\text{C}$  шарик имеет заданный радиус и располагается в кристалле хлористого серебра в полости такого же радиуса. Если коэффициенты расширения стекла и хлористого серебра  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  соответственно и  $\alpha_1 < \alpha_2$ , тогда при охлаждении

до  $20^\circ\text{C}$  реальный радиус шарика станет равным  $1 - 350 \alpha_1$ , а реальный радиус полости —  $1 - 350 \alpha_2$ . Если включение жесткое, образуется сферически симметричное поле искажений в окружающей матрице, которое можно оценить с помощью аналогии с полем искажений вокруг сферической полости с внутренним давлением.

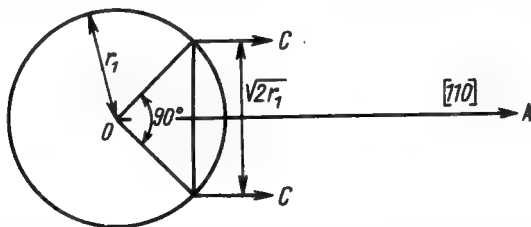


Рис. 8.2. Сечение сферической частицы ( $C$  — цилиндрическая поверхность, соответствующая максимальному эффективному скалывающему напряжению в направлении  $OA$ ).

Рассмотрим частицу радиуса  $r(1+\epsilon)$  в полости с радиусом  $r$  в бесконечной упруго-изотропной среде. Радиальное смещение на расстоянии  $R$  для  $R > r$  равно

$$\epsilon_R = \epsilon \left( \frac{r}{R} \right)^3. \quad (8.6)$$

Максимальное касательное напряжение в матрице в радиальном направлении (конкретное направление несущественно из-за сферической симметрии) будет у поверхности шарика на цилиндрической поверхности с диаметром  $r_1\sqrt{2}$ , где  $r_1$  — радиус шарика. Это иллюстрируется рис. 8.2. Величина этого напряжения равна

$$\tau_{\text{макс}} = 3\epsilon G. \quad (8.7)$$

Взяв  $\alpha_1 = 3,4 \cdot 10^{-7}$  для стеклянной частицы и  $\alpha_2 = 345 \cdot 10^{-7}$  для кристалла хлористого серебра, получим  $\epsilon \approx 0,01$  после того, как кристалл с включением охладили до  $20^\circ\text{C}$  и

$$\tau_{\text{макс}} = \frac{G}{33}. \quad (8.8)$$

Это близко к величине напряжения, необходимого для образования дислокаций. Дислокации, образованные та-

ким образом, движутся от включения под влиянием его поля искажений.

Механизм образования петель описывается Джонсом и Митчеллом следующим образом. Вектор скольжения в хлористом серебре имеет преимущественное направление  $a/2 \langle 110 \rangle$ . На поверхности цилиндра скольжения, показанного на рис. 8.3, под действием напряжений  $\tau_{\max}$

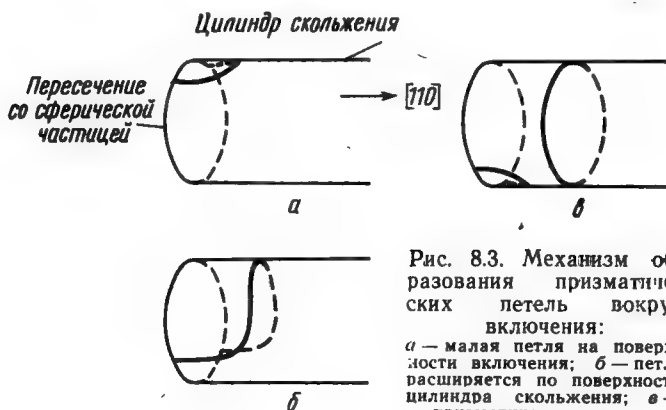


Рис. 8.3. Механизм образования призматических петель вокруг включения:

а — малая петля на поверхности включения; б — петля расширяется по поверхности цилиндра скольжения; в — призматическая петля.

в направлении  $[110]$  образуется малая петля. Под влиянием поля напряжений, которое уменьшается по величине при удалении от поверхности включения, передняя краевая компонента движется от включения. Винтовые компоненты петли, параллельные оси цилиндра скольжения, находятся под действием тангенциальной силы, которая заставляет их скользить в противоположных направлениях по поверхности цилиндра.

Дислокация должна сохранять свою винтовую ориентацию на поверхности, но дальше она образует угол с осью цилиндра, при этом дислокация приобретает смешанный, краевой и винтовой, характер. Ее движение привязано к цилиндру скольжения, так как любое радиальное смещение требует переползания. Когда пересекаются два конца петли, которая поворачивается вокруг оси под действием тангенциального напряжения, образуется дислокационная петля. Это положительная призматическая дислокационная петля, и когда она движется вдоль оси  $[110]$ , это соответствует эффективному

перемещению массы от включения, в результате чего поле искажений релаксирует. Процесс может повторяться, при этом образуется серия петель. Более сложная картина получается при смещении цилиндра скольжения, вокруг которого вращаются дислокации.



Рис. 8.4. Микрофотография на просвет, полученная с помощью электронного микроскопа и иллюстрирующая призматические петли у карбидного включения в железе. Выделение образовалось в процессе охлаждения и привело к появлению напряжений (Могфорд и Халл, 1959. Не опубликовано).

Хотя представленная модель идеализированная, образование дислокаций в местах локальной концентрации напряжений является общим процессом. Простой пример карбидного включения в железе показан на рис. 8.4. Когда выделение имеет сложную форму, соответственно более сложными оказываются его поле искажений и результирующее распределение дислокаций, образуются переплетения дислокаций. К такому же эффекту приводят и другие концентраторы напряжений, такие, как дефекты на поверхности, трещины и т. д.

### 8.5. РАЗМНОЖЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ С ПОМОЩЬЮ ИСТОЧНИКА ФРАНКА-РИДА

Пример, приведенный в разделе 8.1, показывает, что для того, чтобы объяснить возможность большой пластической деформации кристаллов, необходимо предположить *размножение дислокаций*. Из механизмов размножения наиболее важными являются два. Один из них, *источник Франка — Рида*, описывается в этом разделе, другой — *многократное поперечное скольжение* — в разделе 8.6.

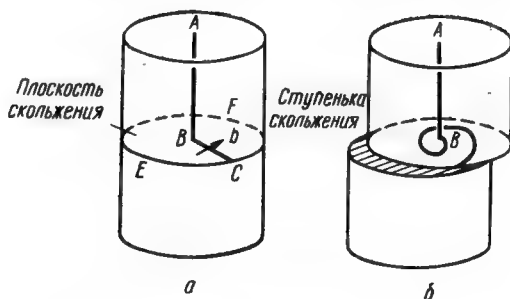


Рис. 8.5. Источник Франка — Рида с одним закрепленным концом:

*а* — часть дислокации лежит в плоскости скольжения *CEF*; *б* — образование ступеньки скольжения и спиральной дислокации при вращении дислокации *BC* вокруг точки закрепления *B*.

Модель, предложенная Франком и Ридом напоминает механизм, объясняющий роль дислокаций в процессе роста кристаллов. При произвольном расположении некоторые дислокации могут лежать частично в своих плоскостях скольжения, а частично — в других плоскостях. Это иллюстрирует рис. 8.5, *а*. Отрезок *BC* краевой дислокации *ABC* лежит в плоскости скольжения *CEF* и может свободно двигаться в этой плоскости. Отрезок *AB* не лежит в данной плоскости и представляет собой сидячую дислокацию. Таким образом, отрезок *BC* оказывается закрепленным в одном конце и при движении может только вращаться вокруг точки закрепления *B*. Таким образом, дислокация будет закручиваться в спираль, как показано на рис. 8.5, *б*.

Следует отметить два обстоятельства. 1. Каждый поворот вокруг точки  $B$  приводит к смещению части кристалла выше плоскости скольжения на одно межатомное расстояние  $b$ ; этот процесс воспроизводимый, он может повторяться, так что  $n$  поворотов приведут к смещению на величину  $nb$ . При этом на поверхности кри-

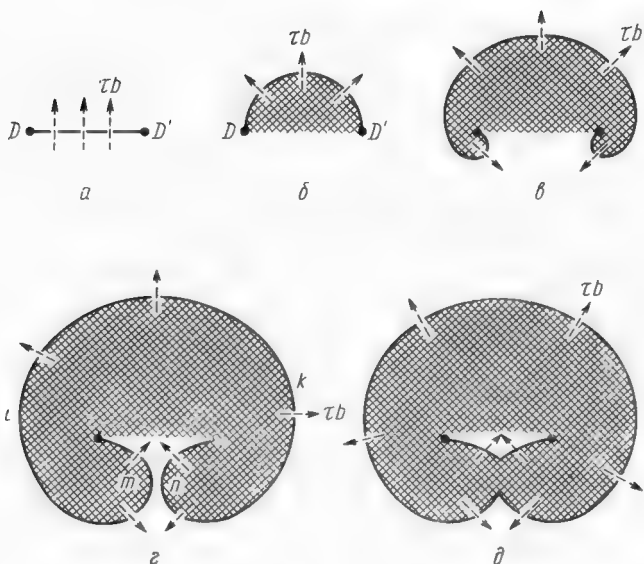


Рис. 8.6. Схема образования дислокаций источником Франка — Риды; сдвиг происходит на площади заштрихованного участка (Рид. «Дислокации в кристаллах». М., Metallurgиздат, 1959).

сталла образуется большая ступенька скольжения. 2. Закручивание вокруг точки  $B$  приводит к увеличению общей длины линии дислокации. Этот механизм подобен источникам с одним закрепленным концом, описанным в разделе 7.4.

Хорошо известный источник Франка — Риды представляет собой видоизменение этой модели. При работе такого источника дислокационная линия закреплена с обоих концов (см. рис. 8.6). Дислокационная линия  $DD'$  лежит здесь в плоскости скольжения, являющейся пло-

скостью чертежа. Она закреплена с обоих концов какими-либо барьерами, которые могут представлять собой пересечения дислокаций (или узлы), сложные пороги, выделения и т. д. Приложенное напряжение  $\tau$  стремится изогнуть линию дислокации так, как это описано в разделе 4.4, причем радиус кривизны  $R$  связан с приложенным напряжением согласно уравнению (4.21). Когда дислокация выгибается под влиянием возрастающего напряжения, минимальный радиус кривизны получится при положении дислокации, показанном на рис. 8.6, б. Радиус кривизны будет равен  $L/2$ , где  $L$  — длина  $DD'$ . При  $\tau \geq Gb/L$  и  $\alpha = 0,5$  дислокация будет продолжать расширяться при уменьшении напряжения. Последовательные ее положения показаны на рис. 8.6, в—д; дислокация образует большую петлю в форме яблока, когда сегменты встречаются в точках  $m$  и  $n$ , они аннигилируют, образуя большую петлю, и новую дислокацию  $DD'$ .

Это становится наглядным, если считать, что  $DD'$  имеет винтовую ориентацию. В точках  $k$  и  $l$  (рис. 8.6, в) дислокация имеет положительную и отрицательную краевую ориентацию соответственно, так как линия дислокации перпендикулярна к вектору Бюргерса. Подобно этому в точках  $m$  и  $n$  дислокация также будет иметь положительную и отрицательную краевую ориентацию, при взаимодействии они будут соединяться и взаимно уничтожаться в этой точке (см. раздел 4.6). Так как процесс воспроизводится, может образовываться серия петель.

Хороший пример источника Франка — Рида показан на рис. 8.7. Дислокация закреплена с обоих концов в дислокационной сетке. Отрезки дислокационной сетки, закрепляющие данную дислокацию, не лежат в плоскости петли, на фотографии они не в фокусе. Дислокационные линии имеют тенденцию располагаться вдоль специфических направлений, в этих положениях они имеют минимальную энергию, что указывает на сильную анизотропию данного материала.

Механизм размножения дислокаций Франка — Рида может привести к значительному увеличению числа дислокаций, однако он не универсален, и для объяснения некоторых экспериментальных фактов приходится привлекать и другие процессы. Например, механизм Франка — Рида не может объяснить расширения полос сколь-



жения, которое характерно для ранних стадий деформации некоторых кристаллов, таких, как железо и фтористый литий.

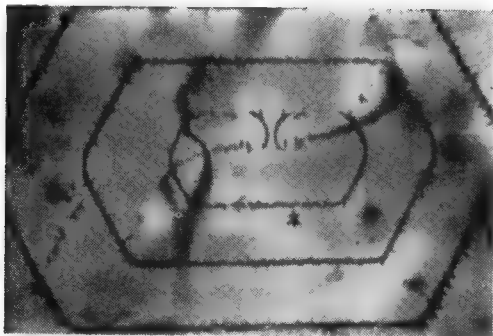


Рис. 8.7. Источник Франка — Рида в кристалле кремния (Даш. «Дислокации и механические свойства кристаллов». М., Металлургиздат, 1959).

#### **8.6. РАЗМНОЖЕНИЕ ПУТЕМ МНОГОКРАТНОГО ПОПЕРЕЧНОГО СКОЛЬЖЕНИЯ**

На рис. 8.8, взятом из работы Гилмана и Джонстона (1957, 1962 г.), показано размножение дислокаций, связанное с образованием и расширением полос скольжения в кристаллах LiF. Дислокации выявлялись методом травления (см. раздел 2.2). Путем последовательного травления и механической обработки изучался рост полос скольжения.

Первоначально (рис. 8.8, а) полоса скольжения зарождается в виде единичной дислокационной петли, точки закрепления выглядят как две большие ямки травления. При деформации образуются дислокации с обеих сторон первичной петли. Так как полоса из дислокационных ямок травления имеет конечную ширину, отсюда можно заключить, что дислокации не лежат в одной и той же плоскости скольжения, а расположены в параллельных плоскостях скольжения. Расширение полосы скольжения показано на рис. 8.8, б; после начальной деформации полоса имела ширину  $W_1$ , после

вторичной деформации — ширину  $W_2$ . Плотность дислокаций примерно равномерна по всей полосе.

Расширение полосы можно объяснить с помощью механизма, впервые предложенного Келером (1952 г.) и Орованом (1954 г.), который называют *многократным поперечным скольжением*. В принципе это тот же процесс, который иллюстрируется рис. 3.7. Винтовая дис-

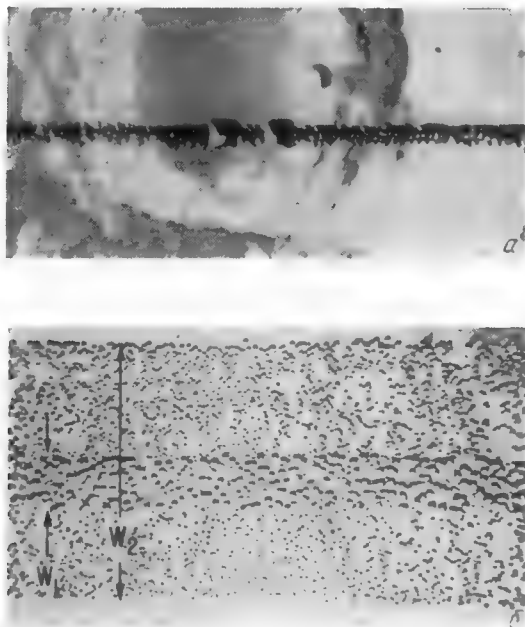


Рис. 8.8. Рост полосы скольжения во фтористом

литии:

*a* — полоса скольжения, образованная единичной петлей; большие ямки травления указывают положение петли, маленькие ямки травления показывают, что новые дислокации лежат с обеих сторон плоскости скольжения первичной петли; *b* — уширение полосы скольжения [Gilman and, Jonston, Solid State Physics, 13, 147 (1962)].

локация, лежащая вдоль  $AB$ , путем поперечного скольжения переходит в положение  $CD$  на параллельной плоскости скольжения. Составные пороги  $AC$  и  $BD$  относительно неподвижны, так как они имеют преимущественно краевой характер. Однако сегменты, лежащие в двух плоскостях скольжения, могут расширяться, при-

чем каждый из них действует как источник Франка — Рида.

Когда поперечное скольжение происходит легко, источники Франка — Рида могут не заканчивать свой полный цикл, в результате получается одна непрерывная дислокационная линия, проходящая через множество параллельных плоскостей скольжения, причем ее отрезки, лежащие в этих плоскостях, соединяются порогами. Таким путем единичная дислокационная петля расширяется и размножается, скольжение захватывает все новые и новые плоскости, что приводит к появлению широкой полосы скольжения. Многократное поперечное скольжение представляет собой более эффективный механизм, дающий более быстрое размножение, чем простой источник Франка — Рида.

### 8.7. РАЗМНОЖЕНИЕ С ПОМОЩЬЮ ПРИЗМАТИЧЕСКИХ ПЕТЕЛЬ

Было описано много примеров образования призматических петель в процессе закалки, облучения и пластической деформации. Обычно наблюдаемые петли имеют диаметр порядка 200—1000 Å. К размножению дислокаций приводит любой процесс, увеличивающий размер петель.

Призматическая петля может скользить только по призматической поверхности, содержащей линию дислокации и ее вектор Бюргерса. Если вектор Бюргерса не является вектором скольжения данной решетки, как, например, в случае сидячей дислокационной петли Франка в гранецентрированной кубической решетке, размножения дислокаций не происходит. Когда же вектор Бюргерса петли представляет собой вектор скольжения, приложенное напряжение приводит к движению петли. На рис. 8.1 показаны призматические петли, причем в результате взаимодействия со следующими петлями они проталкиваются вдоль цилиндра скольжения; но при этом не происходит увеличения длины дислокационной линии отдельных петель. Однако, под влиянием внешних скалывающих напряжений разные сегменты петли будут стремиться двигаться в противоположных направлениях.

Рассмотрим квадратную петлю (рис. 8.9, а), образованную при захлопывании вакансионного диска. Краевые дислокационные сегменты  $AB$  и  $CD$  имеют одина-

ковый вектор Бюргерса (они являются частью одной и той же линии дислокации), но разные знаки. Поэтому если приложить скалывающее напряжение, то отрезок дислокации  $AB$  будет стремиться двигаться в одном направлении, а  $CD$  — в противоположном. На сегменты  $BC$  и  $DA$  не будет влиять приложенное напряжение,  $AB$  и  $CD$  будут растягивать петлю и тащить за собой  $BC$

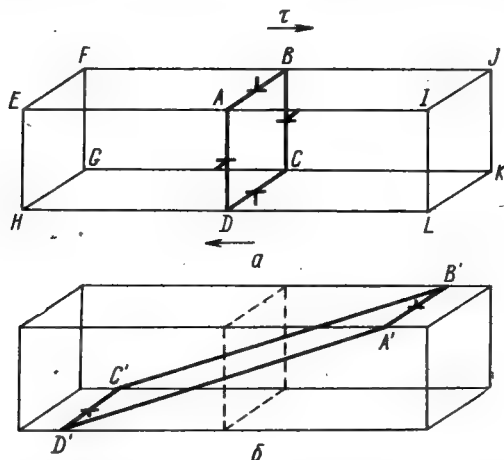


Рис. 8.9. Движение квадратной призматической дислокационной петли под действием внешнего напряжения.

и  $DA$ , в результате петля займет положение, показанное на рис. 8.9, б. Произойдет значительное увеличение длины дислокации. Напряжение, необходимое для этого процесса, увеличивается с уменьшением размера петли.

### 8.8. РАЗМНОЖЕНИЕ ПРИ ПЕРЕПОЛЗАНИИ

Два механизма, включающие переползание и увеличивающие общую длину дислокаций, уже описаны. Это расширение призматических петель и образование спирали из дислокации с преимущественно винтовым характером (см. раздел 3.7). Непрерывное размножение путем переползания обеспечивает механизм, известный как источник Бардина — Герринга (1952 г.), во многом подобный источнику Франка — Рида (см. рис. 8.6).

Пусть дислокационная линия  $DD'$  (рис. 8.6) — крайняя дислокация с лишней полуплоскостью, расположенной в плоскости чертежа выше  $DD'$ . Дислокационная линия закреплена в точках  $D$  и  $D'$ , а присутствие избыточной концентрации вакансий вызывает переползание дислокации. Но для нормальной работы источника Фран-

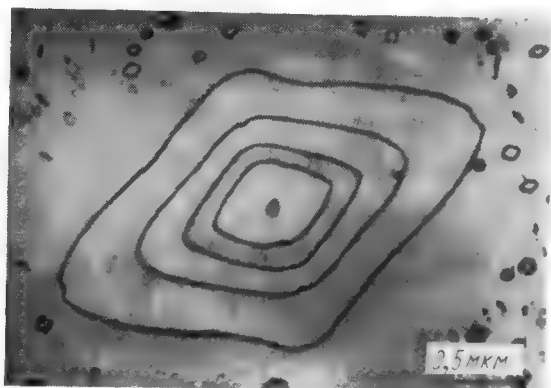


Рис. 8.10. Микрофотография концентрических петель, полученная в электронном микроскопе на просвет. Эти петли образованы источником переползания в сплаве  $\text{Al} - 3,5\% \text{ Mg}$ , закаленном с  $550^\circ \text{C}$  [Westmacott, Barnes and Smallman. Phil. Mag., 7, 1585 (1962)].

ка — Рида необходимо выполнение еще одного условия — процесс должен воспроизводиться. Барнс (1952 г.) установил, что закрепленные точки  $D$  и  $D'$  должны находиться на винтовых дислокациях, иначе уже после первого цикла работы источника (см. рис. 8.6, г) лишняя полуплоскость исчезает, а новой дислокации вдоль  $DD'$  не появляется.

Источники Бардина — Герринга наблюдались экспериментально, подобный пример показан на рис. 8.10 для сплава  $\text{Al} - 3,5\% \text{ Mg}$ , закаленного от  $550^\circ \text{C}$  в силиконовом масле. Большая избыточная концентрация вакансий привела здесь к образованию четырех концентрических петель. В каждой петле удалена одна атомная плоскость. В этом же сплаве наблюдали и более слож-

ный источник размножения дислокаций (Вестмакотт с сопр. 1962 г.).

Для того чтобы дислокация изгибалась путем переползания при диффузии вакансий или межузельных атомов, необходимо, чтобы выигрыш в энергии при образовании или исчезновении точечных дефектов был больше изменения энергии дислокационной линии. Это требование аналогично тому, которое возникает при рассмотрении процесса скольжения (см. раздел 4.5), когда напряжение изгибает дислокацию (уравнение 4.21). Работа, выполненная напряжением  $\tau$  по перемещению линии дислокации единичной длины на расстояние  $dx$ , равна  $\tau bdx$ . Соответствующая энергия, необходимая для создания количества вакансий, достаточного для того, чтобы передвинуть дислокацию на то же расстояние, будет равна энергии образования вакансии  $E$ , умноженной на число вакансий, приходящихся на единицу длины,  $bdx/\Omega_0$ , где  $\Omega_0$  — атомный объем. Приравняем два выражения:

$$\tau bdx = \frac{E bdx}{\Omega_0},$$

откуда

$$\tau = \frac{E}{\Omega_0}. \quad (8.9)$$

Условие изгибания дислокации получим, подставив значение  $\tau$  в уравнение (4.21):

$$E > \frac{\alpha G b \Omega_0}{R}. \quad (8.10)$$

Если кристалл содержит  $n$  вакантных мест, а  $n_{\text{равн}}$  — равновесное число вакантных мест,  $E$  приблизительно равно

$$E = kT \ln \frac{n}{n_{\text{равн}}}. \quad (8.11)$$

Подставив это значение в уравнение (8.10), получим

$$\ln \frac{n}{n_{\text{равн}}} > \frac{\alpha G b \Omega_0}{R k T}. \quad (8.12)$$

Взяв  $G = 5 \cdot 10^{11}$ ,  $b = 2 \cdot 10^{-8}$ ,  $\Omega_0 = 10^{-23}$ ,  $kT = 10^{-13}$ ,  $2R = 10^{-4}$  (все в единицах CGSE), получим

$$\ln \frac{n}{n_{\text{равн}}} > 10^{-2}. \quad (8.13)$$

Таким образом, отклонение от нормальной равновесной концентрации вакансий порядка одной сотой достаточно для того, чтобы заставить дислокационную линию длиной  $10^{-4}$  см действовать как источник дислокационных колец.

### 8.9. ДЕФОРМАЦИОННОЕ ДВОЙНИКОВАНИЕ

Модель деформационного двойниковогоания, основанная на механизме размножения дислокаций при скольжении Франка — Рида, была описана Коттреллом и Билби (1951 г.). Деформационное двойникование представляет собой либо простой сдвиг на двойникующей плоскости, как в объемноцентрированных кубических металлах, либо сдвиг, сопровождающийся локальной перестройкой атомов, «проскальзывание», или вторичное двойникование, как в гексагональных плотноупакованных металлах. В разделе 6.5 показано, что сдвиг в объемноцентрированных кубических металлах может происходить в результате движения частичных дислокаций. Для того чтобы образовалась двойниковая ориентация решетки, частичные дислокации должны сформировать правильный последовательный ряд атомных плоскостей.

На рис. 8.11 дислокационные линии  $OA$ ,  $OB$  и  $OC$  встречаются в узловой точке  $O$ , сумма их векторов Бюргерса будет равна нулю согласно уравнению (1.10).  $CDE$  — плоскость двойниковогоания, или соединительная плоскость двойника. Вектор Бюргерса двойникующей дислокации  $OC$  лежит в плоскости  $CDE$ . Дислокация в процессе двойниковогоания вращается вокруг своей неподвижной точки  $O$  и как бы «подметает» плоскость, образуя правильный сдвиг между атомами, разделенными плоскостью двойниковогоания. Дислокации  $OA$  и  $OB$  неподвижны, у каждой из них есть компонента вектора Бюргерса, перпендикулярная к плоскости двойниковогоания и равная расстоянию между атомными слоями. Они ( $OA$  и  $OB$ ) имеют частично или полностью винтовой характер, атомные слои вокруг этих дислокаций формируют геликоидальную поверхность. Вращаясь вокруг полюса дислокации, двойникующая дислокация будет переползать по «спиральному склону» в следующий слой, процесс повторяется; в результате образуется толстый слой двойника.

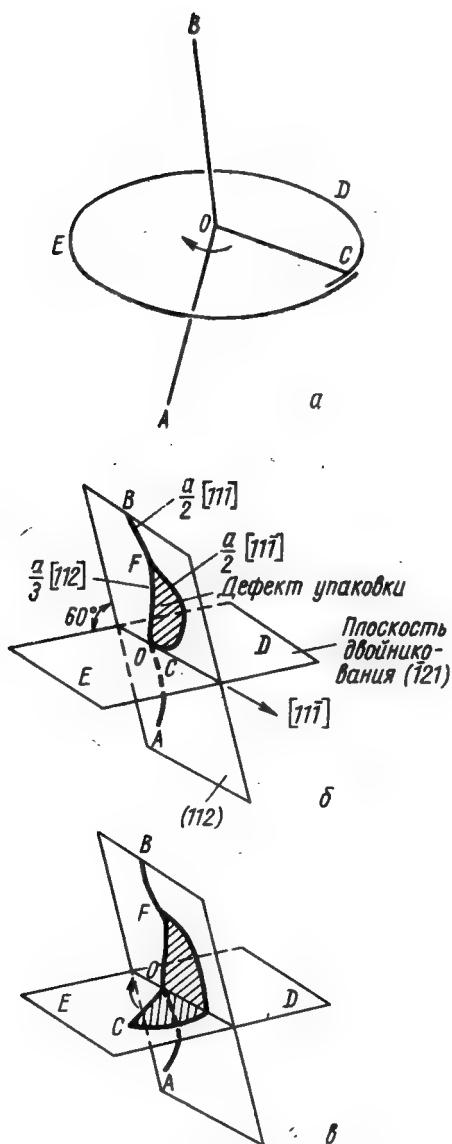


Рис. 8.11.

*a* — Полюсный механизм деформационного двойникования. *б* и *в* — Полюсный механизм двойникования в объемноцентрированных кубических металлах [Cottrell and Bilby. Phil. Mag., 42, 573, (1961)].



Коттрелл и Билби с помощью этого механизма рассмотрели двойникование в объемноцентрированных кубических металлах. Предположим, что  $AOB$  первоначально представляет собой полную дислокацию с вектором Бюргерса  $a/2 [111]$  и что отрезок  $OB$  лежит в плоскости  $(112)$ . При некотором напряжении дислокация  $OB$  может расщепиться в плоскости  $(112)$  в результате реакции, которую можно записать в виде суммы векторов в тройном дислокационном узле:

$$a/2 [111] - a/3 [112] - a/6 [1\bar{1}\bar{1}] = 0. \quad (8.14)$$

Отрезок  $OF$  на рис. 8.11, б можно рассматривать как сидячую дислокацию с вектором Бюргерса  $a/3 [112]$ , а  $FOC$  — как двойниковую дислокацию с вектором Бюргерса  $a/6 [1\bar{1}\bar{1}]$ . Они образуют границу дефекта упаковки.

Когда дислокация  $FOC$  перемещается так, что  $OC$  параллельно пересечению плоскостей  $(\bar{1}21)$  и  $(112)$ , т. е. параллельно направлению  $[1\bar{1}\bar{1}]$ , сегмент будет иметь чисто винтовую ориентацию и при поперечном скольжении он может перейти в плоскость  $(\bar{1}21)$ . Это приведет к тому, что в плоскости окажется деформационный или двойниковый дефект упаковки. Когда дислокация  $OC$  вращается вокруг  $OB$ , при каждом полном обороте она будет переползать на расстояние, зависящее от компоненты вектора Бюргерса дислокации  $OB$ , перпендикулярной к плоскости  $ECD$  и равной расстоянию между плоскостями  $(\bar{1}21)$   $a/6 [\bar{1}21]$ . Структура двойника образуется при последовательных вращениях дислокаций.

Данная модель не противоречит многим экспериментальным наблюдениям процессов деформационного двойникования, таким, как, например, высокая скорость роста двойников. Согласуется с моделью и то обстоятельство, что для начала двойникования требуется более высокое напряжение, чем для его продолжения. Однако, несмотря на широкие исследования, при электронно-микроскопическом изучении тонких фольг пока что не получено явных доказательств существования такого механизма.

## Глава 9

### ДИСЛОКАЦИОННЫЕ КОМПЛЕКСЫ И ГРАНИЦЫ КРИСТАЛЛА

#### 9.1. ПЛАСТИЧЕСКАЯ ДЕФОРМАЦИЯ, ВОЗВРАТ И РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИЯ

При деформации хорошо отожженного кристалла (т. е. кристалла, который нагревали в течение длительного времени при температуре, близкой к точке плавления, в результате чего плотность дислокаций сильно уменьшилась, примерно до  $10^6$  дислокаций на  $1 \text{ см}^2$ ) происходит быстрое размножение дислокаций. С увеличением пластической деформации плотность дислокаций растет.

На ранних стадиях деформации движение дислокаций обычно связано с одним семейством параллельных плоскостей скольжения. Позже скольжение происходит и в других системах, причем дислокации, принадлежащие разным системам, взаимодействуют между собой. Это приводит к специфическому дислокационному распределению, которое зависит от кристаллической структуры деформируемого материала, температуры, величины и скорости деформации. Кроме того, на распределение дислокаций влияют также такие факторы, как границы зерен, включения и энергия дефектов упаковки.

На рис. 9.1 показаны два типа распределения дислокаций в чистом железе, деформированном при температурах  $20^\circ$  и  $-135^\circ\text{C}$ . Деформация при  $20^\circ\text{C}$  приводит к формированию плотных переплетений дислокаций, образующих стенки, окружающие области, почти свободные от дислокаций, которые называются *ячейками*. Размер ячеек достигает минимальной величины уже на ранних стадиях деформации, в дальнейшем он изменяется мало. Стенки ячеек стремятся ориентироваться в определенных кристаллографических направлениях.

Деформация при  $-135^\circ\text{C}$  приводит к почти однородному распределению дислокаций.

Упрочнение кристаллов в процессе пластической деформации происходит в результате увеличения плотности дислокаций и их взаимодействия (см. гл. 11). Уже само появление дислокаций приводит к значительному увеличению упругой энергии искажений кристалла (*запасенной энергии*). Эта энергия может выделяться при

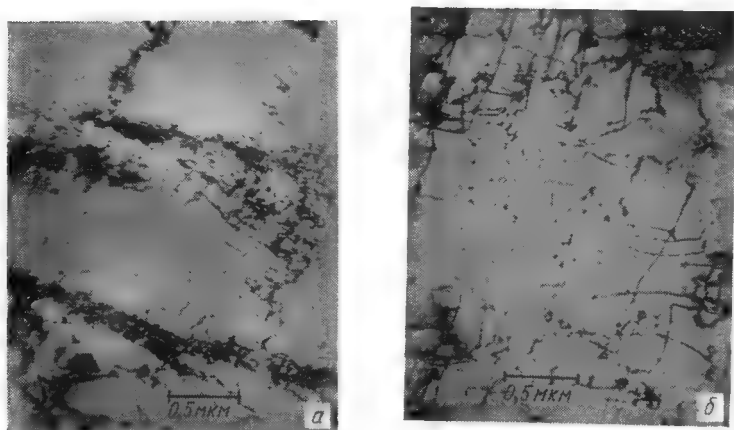


Рис. 9.1. Распределение дислокаций в чистом железе после пластической деформации:

*а* — плотные переплетения и ячейки, свободные от дислокаций после 9%-ной деформации при 20° С; *б* — однородное распределение прямолинейных дислокаций после 7%-ной деформации при -135° С (Keh and Weissmann. *Electron microscopy and Strength of Crystals*, 1963, Interscience).

аннигиляции взаимодействующих дислокаций или при перестройке их в конфигурацию с низкой энергией. Если в процессе пластической деформации образуются точечные дефекты, это приводит к увеличению запасенной энергии. Стабильные конфигурации дислокаций с низкой энергией называются *малоугловыми границами* и могут быть представлены рядом равноотстоящих дислокаций, принадлежащих различным совокупностям (см. раздел 9.2 и 9.3). Они разделяют области кристалла, ориентация которых отличается на угол менее 5°. При локальной перестройке дислокаций в переплетениях высвобождается значительная энергия. Дальнейшее выделение энергии происходит при образовании малоугловых границ.

Оба эти процесса включают переползание дислокаций и происходят поэтому только при достаточной термической активации, при которой возможна и локальная и дальнедействующая диффузия точечных дефектов. Все это сопровождается быстрым разупрочнением кристалла. Данный процесс называется *возвратом*. Он происходит, когда пластически деформированный кристалл отжигают при средних температурах. Последняя стадия

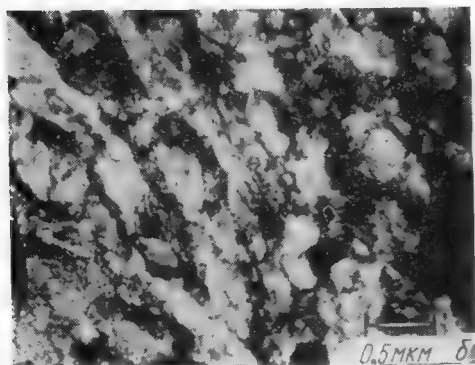
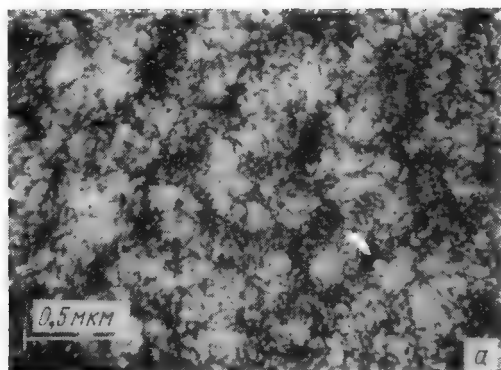
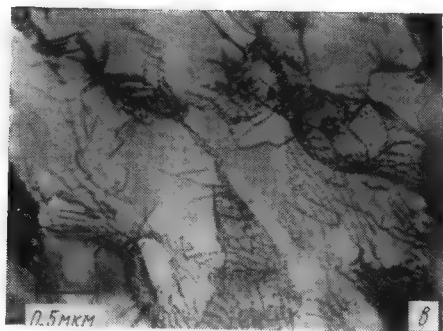


Рис. 9.2. Микрофотография на просвет структуры деформированного  
мощью электронного

*а* — приблизительно однородное распределение дислокаций в кристалле, прока после отжига в течение 15 мин при 500° С; *б* — отжиг в течение 15 мин при 230, 572 (1964)].

процесса возврата, при которой образуются малоугловые границы, называется *полигонизацией*.

Если деформированный металл нагреть выше некоторой критической температуры, в «структуре возврата» образуются новые зерна, относительно свободные от дислокаций. Такой процесс называется *рекристаллизацией*. При рекристаллизации образуются границы с углом разориентировки более  $10^\circ$  (большеугловые). Фотогра-



и отожженного кремнистого железа (3,25% Si), полученная с микроскопа:

танном на 20%; б — образование в прокатанном материале малых субзерен  $500^\circ\text{C}$ ; в — отжиг в течение 30 мин при  $600^\circ\text{C}$  [Hu, Trans. Met. Soc. AIME

фии на рис. 9.2 иллюстрируют изменения в структуре, начиная от сильно деформированной структуры с однородным распределением переплетений дислокаций до структуры рекристаллизации, содержащей большеугольные и малоугольные границы зерен. Величина зерен сразу после рекристаллизации мала, но они быстро растут с

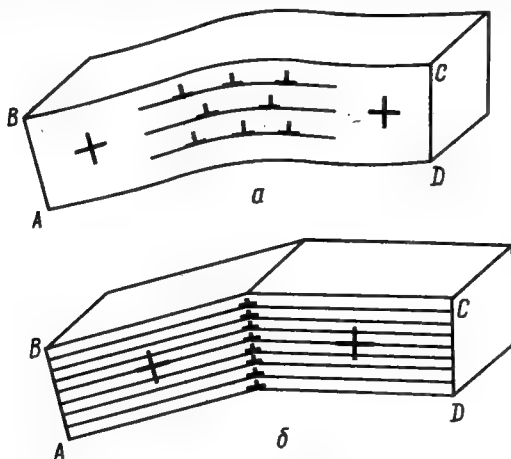


Рис. 9.3. Образование малоугловой границы:

*a* — изогнутый кристалл с хаотическим расположением дислокаций; *б* — дислокации перераспределяются, образуя симметричную наклонную границу; для образования такой границы необходима возможность скольжения и переползания.

увеличением времени отжига и при повышении температуры. Такой рост зерен приводит к небольшому уменьшению энергии, так как общая протяженность границ зерен уменьшается.

Основной процесс при образовании малоугловых границ в его простейшей форме иллюстрируется рис. 9.3. Рассмотрим кристалл, изогнутый вокруг оси  $x$ ; дислокации в нем распределены хаотически, так как это показано на рис. 9.3, *a*. Энергия кристалла может уменьшиться при перестройке дислокаций в вертикальную стенку, представляющую собой симметричную наклонную границу, рис. 9.3, *б* (см. раздел 9.2). Представим себе, что сделан тонкий клинообразный вырез, симметричный относительно плоскости  $y=0$  (рис. 9.4, *a*), затем

две части кристалла соединены, как показано на рис. 9.4, б. Геометрически такая конфигурация подобна наклонным границам, показанным на рис. 9.3, б, и иллюстрирует важное свойство малоугловых границ, а именно тот факт, что они не имеют *дальнодействующего поля напряжений*. Деформация локализуется в области вблизи дислокаций.

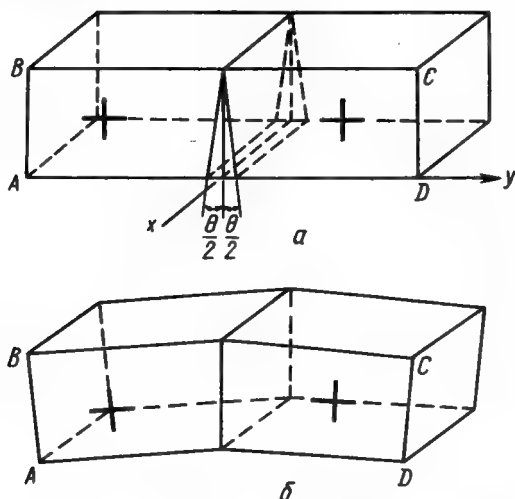


Рис. 9.4. Геометрическая схема образования симметричной наклонной границы. При вырезании клина в совершенном кристалле происходит относительный поворот двух кристаллов.

Пример на рис. 9.4 иллюстрирует границу с *одной степенью свободы*, так как ось относительного вращения представляет здесь ось куба, а положение границы симметрично относительно двух зерен. В общем случае (рис. 9.5) клин можно образовать в кристалле, разрезав его по двум произвольным плоскостям, тогда при соединении зерен произойдет закручивание. Ориентация двух частей кристалла и величина закручивания определяется *пятью степенями свободы*: три сопряжены с относительным вращением соединяемых кристаллов вокруг трех перпендикулярных осей, а две связаны с ориентацией границы раздела кристалла (Рид, 1953 г.). Требо-

вание отсутствия дальнедействующего поля напряжений накладывает жесткие условия на геометрию малоугловых границ. (Этот вопрос обсуждается в разделах 9.3 и 9.4).

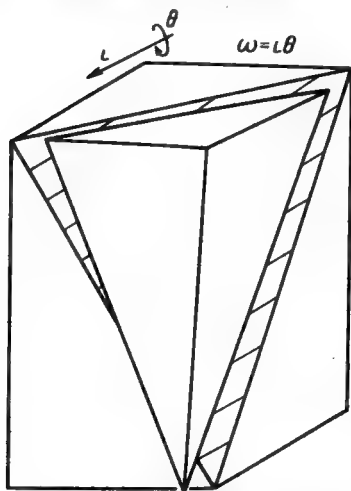


Рис. 9.5. Образование границы с пятью степенями свободы (Рид. «Дислокации в кристаллах». М., Металлургиздат, 1957).

Правильные дислокационные построения, которые наблюдаются после возврата, действительно представляют собой малоугловые границы. Маловероятно, чтобы эти границы образовывались в процессе пластической деформации, так как границы, сформированные при деформации, имеют дальнедействующие поля напряжений, даже когда они представляют собой простые дислокационные построения. На два зерна, показанные на рис. 9.3 и 9.4, ничто не воздействует извне. Если же такая граница образована пластической деформацией двух кристаллов до необходимой

конфигурации, а не вырезанием клина, то материал вокруг границы оказывается напряженным, образуя дальнедействующее поле напряжений. Природа дальнедей-

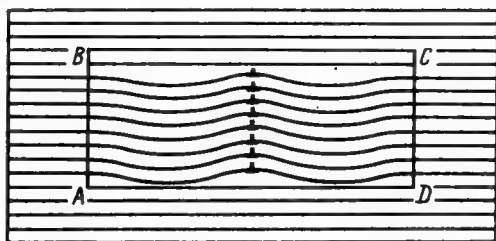


Рис. 9.6. Схема дальнедействующего поля напряжений дислокационной границы.

ствующего поля напряжений схематически иллюстрируется рис. 9.6, на котором наклонная граница полностью



окружена недеформированным кристаллом. К такому типу границ, возможно, относятся переплетения, представленные на рис. 9.1.

## 9.2. ПРОСТЫЕ ДИСЛОКАЦИОННЫЕ ГРАНИЦЫ

Простейшей границей является симметричная наклонная граница (см. рис. 2.3 и 9.4). В простой кубической решетке с краевыми дислокациями ( $b=a \{010\}$ ) граница представляет собой набор равноотстоящих дислокаций, лежащих параллельно оси  $x$ ; плоскость, в которой они лежат,  $(010)$ , симметрична плоскости  $y=0$ . Кристаллы с обеих сторон границы повернуты на равные по величине и противоположные по знаку углы и отличаются по ориентации на угол  $\theta$  (см. рис. 2.3). Если расстояние между дислокациями с вектором  $b$  равно  $h$ , то

$$\frac{b}{h} = 2 \sin \frac{\theta}{2} \quad (9.1)$$

и для малых  $\theta$  (в радианах)

$$\frac{b}{h} \approx \theta. \quad (9.2)$$

Если  $\theta=1^\circ$  и  $b=2,5 \times 10^{-8}$  см, расстояние между дислокациями будет равно  $140 \text{ \AA}$ . В том случае, когда расстояние между дислокациями меньше нескольких межплоскостных расстояний, например, меньше пяти расстояний ( $\theta \approx 10^\circ$ ), становится трудно различить отдельные дислокации, а граница в этом случае называется *большеугловой границей*. Экспериментальное доказательство существования наклонных границ представлено на рис. 2.3. С помощью методов декорирования и электронной микроскопии на просвет сделано много аналогичных наблюдений.

Более общий тип наклонной границы представлен на рис. 9.7. Здесь вводится вторая степень свободы, плоскость повернута относительно оси  $x$ . Теперь плоскость границы уже не симметрична относительно двух кристаллов, а составляет угол  $\phi$  с плоскостью симметрии. На границе оканчиваются два семейства атомных плоскостей, т. е. геометрические условия требуют, чтобы граница содержала два набора равноотстоящих краевых дислокаций с взаимно перпендикулярными векторами

Бюргерса,  $b_1$  и  $b_2$ . Расстояние между дислокациями двух типов соответственно равно

$$D_1 = \frac{b_1}{\theta \sin \varphi}; \quad (9.3)$$

$$D_2 = \frac{b_2}{\theta \cos \varphi}$$

( $\theta$  считаем малым).

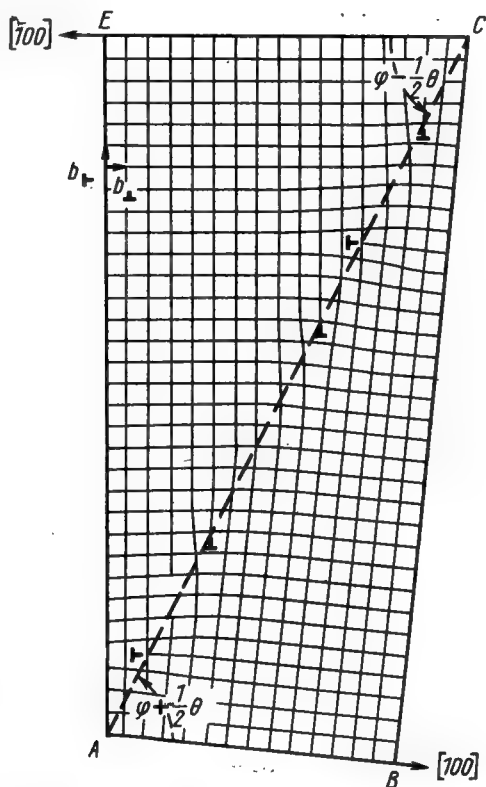


Рис. 9.7. Наклонная граница с двумя степенями свободы. Это такая же граница, как и на рис. 9.3, но плоскость границы составляет угол  $\varphi$  с плоскостью, лежащей посередине между плоскостями (010) в двух зернах. Концы атомных плоскостей на границе представляют собой два набора равноотстоящих краевых дислокаций (Рид. «Дислокации в кристаллах». М., Металлургиздат, 1957).

Простую границу образует и поперечная решетка чисто винтовых дислокаций (рис. 9.8). Один набор винтовых дислокаций имеет дальнедействующее поле на-

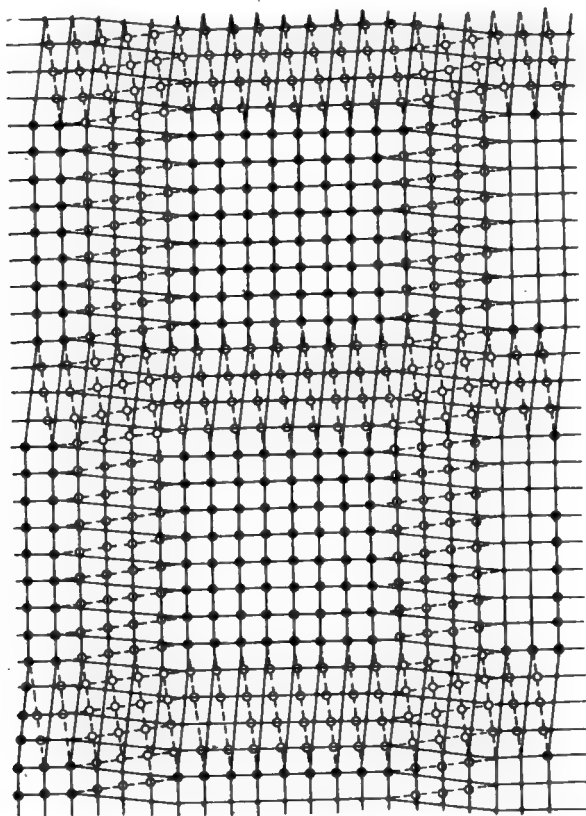


Рис. 9.8. Граница кручения, параллельная плоскости чертежа. Два зерна повернуты друг относительно друга на небольшой угол вокруг осей симметрии куба. Светлые кружки представляют собой атомы, лежащие непосредственно выше границы, а атомы ниже границы представлены темными кружками. Видны два набора винтовых дислокаций, формирующих поперечную решетку (Рид. Дислокации в кристаллах. М., Металлургиздат, 1957).

пряжений и поэтому нестабилен; но поле напряжений уничтожается, если ввести второй набор винтовых дислокаций. Два набора равноотстоящих параллельных дис-

локаций лежат в плоскости границы, которая здесь совпадает с плоскостью чертежа. Они создают поворот одной части кристалла относительно другой вокруг оси, перпендикулярной к границе. Такая граница называется *границей кручения*. Расстояние между дислокациями в каждом наборе равно

$$D = \frac{b}{\theta}.$$

### 9.3. МАЛОУГЛОВЫЕ ГРАНИЦЫ

По Риду (1953 г.) пять степеней свободы границы зерна можно определить величиной относительного вращения  $\theta$ , которое приводит зерно в правильное положение, а также осью относительного вращения и ориентацией границы. Если  $\mathbf{l}$  — единичный вектор, параллельный оси относительного вращения, то вращение одного зерна относительно другого представляется вектором  $\mathbf{w} = \mathbf{l}\theta$  (см. рис. 9.5). Три компоненты вектора  $\mathbf{w}$  по трем осям кристалла представляют собой три степени свободы относительного вращения. Ориентация границы может быть также определена единичным вектором  $\mathbf{n}$ , нормальным к плоскости границы. Итак, наклонную границу и границу кручения можно определить следующим образом: в наклонной границе  $\mathbf{l}$  и  $\mathbf{n}$  находятся под прямым углом, в границе кручения  $\mathbf{l} = \mathbf{n}$ . В разделе 9.2 рассматривались наклонные границы, состоящие из краевых дислокаций, и границы кручения, состоящие из винтовых дислокаций. В общем случае граница состоит из краевых и винтовых компонент; произвольная граница имеет смешанный наклонный и крученный характер.

Ориентацию кристаллов и границы, образованной, как показано на рис. 9.4 и 9.5, можно определить параметрами  $\mathbf{l}$ ,  $\mathbf{n}$  и  $\theta$ . Франк (1950 г.) получил соотношение, которое можно использовать для определения дислокационного строения, приводящего к данному типу границы, или для определения ориентации границы, если дислокационное построение известно. Для произвольной границы соотношение Франка имеет вид

$$\mathbf{d} = (\mathbf{r} \times \mathbf{l}) 2 \sin \frac{\theta}{2}$$

или

$$\mathbf{d} \approx (\mathbf{r} \times \mathbf{l}) \theta$$

(9.4)

для малых  $\theta$ . Вектор  $\mathbf{g}$  представляет собой произвольную прямую линию, лежащую в плоскости границы, которая содержит данную дислокационную сетку;  $\mathbf{d}$  — сумма векторов Бюргерса всех дислокаций, пересекаемых  $\mathbf{g}$ . При использовании этого соотношения надо учитывать следующее:

1. Оно применимо только к границам существенно плоским и не имеющим дальнего действующего поля напряжений, т. е. к таким, где упругие искажения сосредоточены в области вблизи дислокаций. 2. Формула не определяет однозначно существующие дислокации или дислокационную структуру для данной ориентации кристалла и границы. Могут быть различные варианты, причем наиболее вероятной будет конфигурация с наименьшей энергией. 3. Плотность дислокаций данной совокупности в границе прямо пропорциональна  $\theta$  (для малых  $\theta$ ). 4. В каждой совокупности дислокационные линии — прямые, равноотстоящие и параллельные, даже для границы, содержащей несколько наборов дислокаций с разными векторами Бюргерса.

Применение соотношения Франка можно проиллюстрировать двумя примерами: во-первых, определить дислокационное строение границы, если известны  $\theta$ ,  $\mathbf{l}$  и  $\mathbf{n}$ , во-вторых, определить ориентацию сетки при данном расположении дислокаций.

Рассмотрим границу в простой кубической решетке, для которой  $\mathbf{l}=[001]$  и  $\mathbf{n}=[100]$ . Выберем  $\mathbf{g}$ -линии на этой границе и определим соответствующие величины  $\mathbf{d}$ . По уравнению Франка, когда  $\mathbf{g}$  — единичный вектор направления  $[001]$ ,

$$\mathbf{d} = [001] \times [001] 2 \sin \frac{\theta}{2} = 0. \quad (9.5)$$

Простейший случай  $\mathbf{d}=0$ , т. е. когда  $\mathbf{g}$  не пересекает дислокаций, так что все дислокации должны лежать параллельно направлению  $[001]$ . Когда  $\mathbf{g}$  — единичный вектор направления  $[010]$ :

$$\mathbf{d} = [010] \times [001] 2 \sin \frac{\theta}{2} = [100] 2 \sin \frac{\theta}{2} \approx [100] \theta. \quad (9.6)$$

Это уравнение можно записать в терминах дислокаций простой кубической решетки, т. е. дислокаций типа  $a < 100 >$ ; если  $\mathbf{b} = b [100]$ :

$$d = \frac{\theta b}{b} \quad (9.7)$$

Это соответствует набору дислокаций с вектором Бюргерса  $\mathbf{b}$  и расстоянием между ними  $D = b \theta$ . Таким образом, простейшее расположение дислокаций в данной границе, которое можно предположить, — это единичный набор равноотстоящих дислокаций с вектором Бюргерса  $\mathbf{b}$ , расположенных параллельно направлению  $\{001\}$ . На рис. 2.3 показано подобное расположение дислокаций.

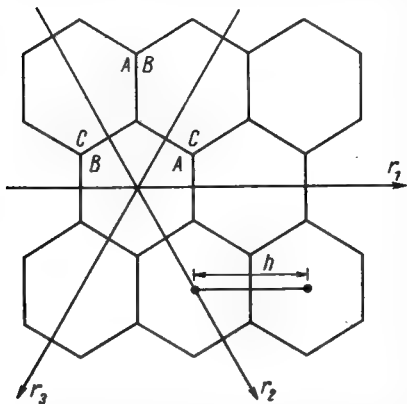


Рис. 9.9. Гексагональная сетка в гранецентрированной кубической решетке.

Во-вторых, следуя Франку (1955 г.), рассмотрим сетку дислокаций в гранецентрированной кубической решетке. Дислокации можно описать, используя обозначения Томпсона (см. 1 раз-

дел 5.4). Пусть дислокации образуют правильную гексагональную сетку, как показано на рис. 9.9. Плоскость сетки и вектора Бюргерса компланарны,  $\mathbf{AB} = a/2 [\bar{1}10]$ ,  $\mathbf{BC} = a/2 [1\bar{1}1]$  и  $\mathbf{CA} = a/2 [0\bar{1}1]$ . Здесь важно соблюдать последовательность обхода вокруг узла. Обозначения должны быть такие, чтобы любой обход вокруг узла давал непрерывный ряд, например  $AB, BC, CA$  или  $AB, CA, BC$ , но не  $BC, CA, BA$  или  $AB, BC, AC$ . Расстояние между центрами ячеек обозначим  $h$ , тогда можно определить ориентацию плоскости сетки и отдельных дислокаций в сетке. Если линия  $\mathbf{g}$  идет на сетке горизонтально (см. рис. 9.9), т. е. параллельно  $\mathbf{g}_1$ , ее пересекают  $|\mathbf{g}_1|/h$  дислокаций с вектором Бюргерса  $\mathbf{AB}$ . Число пересеченных дислокаций равно  $d/\mathbf{AB}$ .

$$\frac{d}{|r_1|} = \frac{AB}{h} \quad (9.8)$$

Подобно этому для других линий  $г$ , взятых под углом  $120^\circ$  к первой, т. е.  $г_2$  и  $г_3$ ,  $d/|r_2| = BC/h$  и  $d/|r_3| = CA/h$  соответственно. Из геометрии сетки следует, что  $|d|/|г|$  — одна и та же величина для трех пересекающихся направлений. Однако это справедливо только в том случае, если вектор  $I$  нормален к плоскости сетки, более того, он должен быть нормален к  $AB$ ,  $BC$  и  $CA$ . Отсюда следует, что данное дислокационное построение представляет собой дислокационную границу кручения на плоскости (111) с углом вращения

$$\theta = 2 \arcsin \frac{b}{2h} \approx \frac{b}{h}, \quad (9.9)$$

где  $b$  — элементарный вектор Бюргерса длиной  $|AB|$ . Такая сетка правильных шестиугольников не может лежать ни в какой другой плоскости, иначе это приведет к возникновению дальнего действующего поля напряжений. Любое отклонение от плоскости (111) должно сопровождаться видоизменением правильной гексагональной структуры для того, чтобы избежать возникновения дальнего действующего поля напряжений.

Можно определить и характер дислокаций в сетке, так как каждая из выбранных  $г$ -линий пересекает только один набор дислокаций. По уравнению Франка их вектора Бюргерса должны быть нормальны к  $г$  и  $I$ , поэтому они параллельны дислокациям, так как  $г$ -линии пересекают дислокации под прямым углом. Итак, все дис-



Рис. 9.10. Микрофотография на просвет дислокационной сетки в кристалле тантала, полученная с помощью электронного микроскопа. Сетка содержит три набора дислокаций (вектора Бюргерса  $a/2 [111]$ ,  $a/2 [\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$  и  $a [100]$ ). Плоскость сетки почти параллельна плоскости фольги [Hull, Mc Ivor and Owen. J. Less Common Metals, 4, 409 (1962)].

локации в сетке чисто винтовые, лежащие вдоль направлений  $[\bar{1}10]$ ,  $[10\bar{1}]$  и  $[0\bar{1}1]$ . На рис. 9.10 показано расположение дислокаций в границе, типичной для объемноцентрированной кубической структуры.

Хотя малоугловые границы чаще всего образуются при условии свободного переползания дислокаций, эти границы могут формироваться и в результате скольжения, однако это возможно лишь при строго определенных геометрических условиях. Ориентация и характер дислокаций в границе должны быть таковы, чтобы они имели общий вектор Бюргерса и лежали в плоскостях скольжения, а также удовлетворяли уравнению Франка. Типичный геометрический анализ для определения возможных границ, удовлетворяющих этим требованиям, был проведен Боллом и Хиршем (1955 г.) для гранецентрированных кубических металлов.

#### 9.4. ПОЛЯ НАПРЯЖЕНИЙ ДИСЛОКАЦИОННЫХ КОМПЛЕКСОВ

Простые соображения (см. раздел 9.1) указывают на то, что дислокационные комплексы могут иметь дальнедействующие и короткодействующие поля напряжений. Распределение напряжений чувствительно к расположению, векторам Бюргерса и ориентации дислокаций, составляющих границу. Чтобы проиллюстрировать эти положения, приведем несколько примеров наиболее простых границ.

Компоненты поля напряжений единичных краевой и винтовой дислокаций даются уравнениями (4.5) и (4.6) соответственно. Общее поле напряжений комплекса получается при суммировании компонентов поля напряжений отдельных дислокаций, составляющих комплекс.

Например, рассмотрим стенку краевых дислокаций, представляющих собой симметричную наклонную границу, лежащую в плоскости  $x=0$  и состоящую из дислокаций, параллельных оси  $z$ . Поле напряжений такой границы рассмотрел Коттрелл (1953 г.):

$$\sigma_x = -\frac{Gb}{2\pi(1-\nu)} \sum_{n=1}^N \frac{y_n(3x^2 + y_n^2)}{(x^2 + y_n^2)^2}; \quad (9.10)$$



$$\sigma_y = \frac{Gb}{2\pi(1-\nu)} \sum_{n=1}^N \frac{y_n(x^2 - y_n^2)}{(x^2 + y_n^2)^2}; \quad (9.11)$$

$$\tau_{xy} = \frac{Gb}{2\pi(1-\nu)} \sum_{n=1}^N \frac{x(x^2 - y_n^2)}{(x^2 + y_n^2)^2} \text{ и т. д.}, \quad (9.12)$$

где  $N$  — общее число дислокаций в стенке;  $b$  — величина вектора Бюргерса отдельных дислокаций;  $y_n = y + nh$  и  $h$  — расстояние между дислокациями. Следует заметить, что когда  $N=1$ , эти уравнения идентичны уравнениям (4.7).

Суммирование можно проиллюстрировать с помощью простого графического приближения. Рис. 9.11 представляет поле напряжений (компоненту  $\sigma_z$ ) вокруг единичной краевой дислокации, согласно уравнению (4.7). Поле напряжений стенки из двух дислокаций, отстоящих друг от друга на расстоянии  $h$ , можно получить наложением их полей напряжений, как показано на рис. 9.12. Происходит заметная компенсация поля между двумя дислокациями. Общая энергия искажений двух дислокаций, расположенных подобным образом, становится меньше, чем в случае раздельного существования дислокаций. Если в стенке много дислокаций, графическое суммирование сильно усложняется. Математическое суммирование уравнений (9.10) — (9.12) также сложно. Точные решения получены только для бесконечных рядов дислокаций (Коттрелл, 1953 г., Ли, 1963 г.).

Одно такое решение графически представлено на рис. 9.13 для касательного поля напряжений  $\tau_{xy}$ . Эта схема иллюстрирует основные свойства *бесконечной стенки краевых дислокаций*, общие для всех малоугловых границ. Образуется периодическое поле напряжений равноотстоящих дислокаций, причем дальнедействующее поле отдельных дислокаций уничтожается, так что величина  $\tau_{xy}$  пренебрежимо мала на расстояниях, больших, чем  $\pm h$  от границы. Так как поле напряжений локализовано у границы, энергия деформации становится малой, поэтому граница представляет стабильную конфигурацию по отношению к скольжению. Однако

дислокации в границе могут переползать, что приводит к увеличению расстояния между ними и к уменьшению угла  $\theta$ .

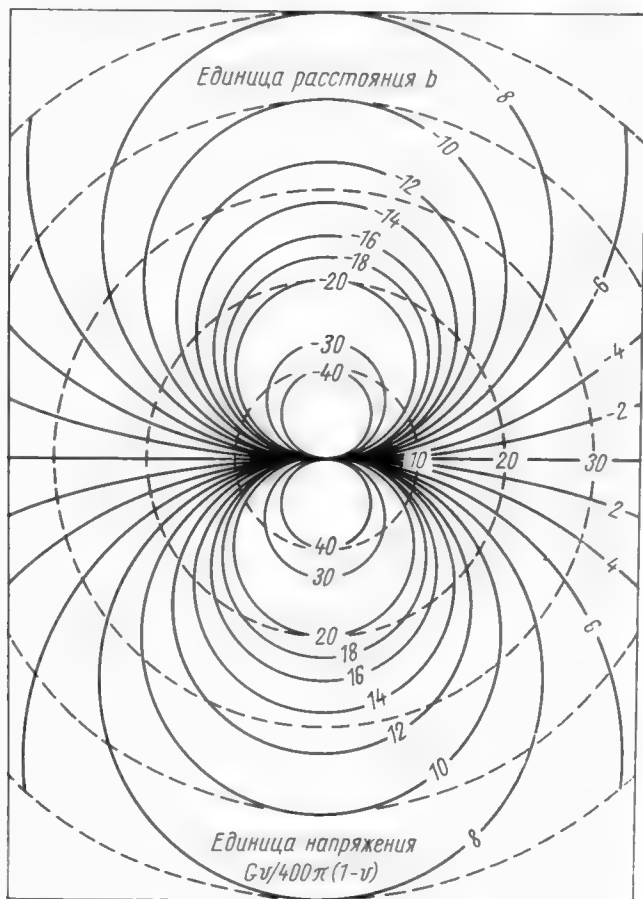


Рис. 9.11. Поле напряжений единичной краевой дислокации,  $\sigma_z$  (Electron Microscopy and Strength of Crystals, Interscience, 1963)

Если дислокации в вертикальной стенке могут двигаться путем скольжения, так что граница составит угол  $\phi$  с первоначальным положением, обладающим

низкой энергией, можно показать, что появится дальнедействующее поле напряжений; оно обусловит более высокую энергию, так как поля напряжений отдельных

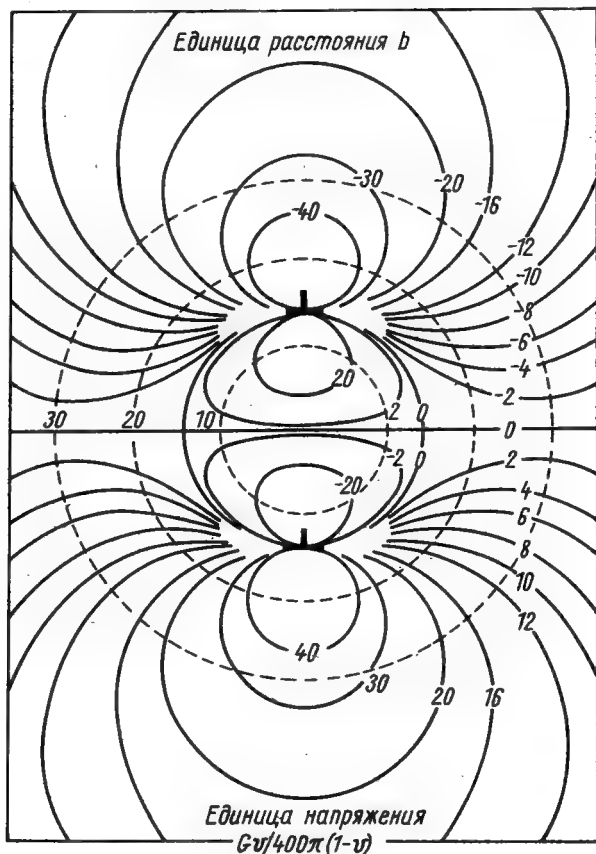


Рис. 9.12. Поле напряжений вертикальной стенки двух краевых дислокаций с расстоянием  $28b$  между ними,  $\sigma_z$

дислокаций не будут больше уничтожаться с той же эффективностью. Вероятнее всего, такая граница может образоваться в процессе пластической деформации. Дальнедействующие напряжения устраняются при соединении данной границы со второй стенкой дислокаций,

вектора Бюргерса которых перпендикулярны к векторам первой стенки, как показано на примере стабильной наклонной границы (см. рис. 9.7). Подобные аргументы (Ли, 1963 г.) можно использовать для того, чтобы показать, что бесконечная стенка параллельных винтовых

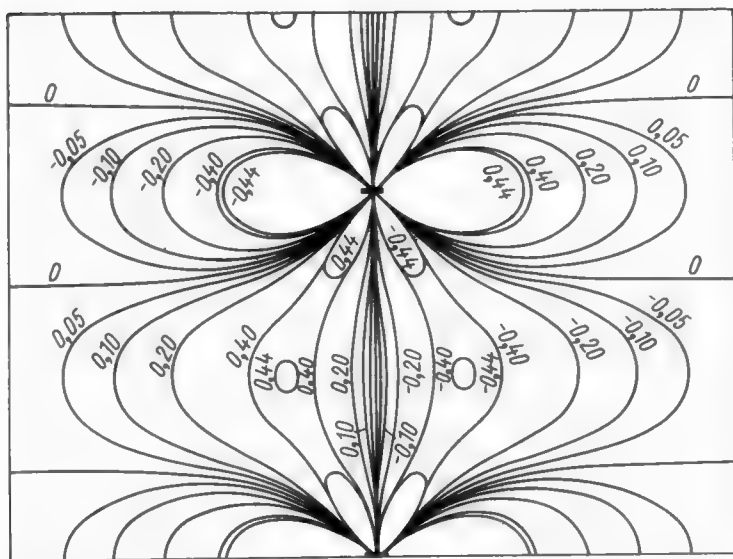


Рис. 9.13. Поле скалывающих напряжений бесконечного ряда краевых дислокаций,  $\tau_{xy}$ . Единичное напряжение  $Gb/2(1-\nu)h$  [Li, Acta Met, 8, 296 (1960)].

дислокаций всегда имеет дальнodelствующее поле напряжений, которое устраняется при наложении второго набора винтовых дислокаций, образующего поперечную решетку, как показано на рис. 9.8.

Хотя бесконечная вертикальная стенка краевых дислокаций не имеет дальнodelствующего поля напряжений, у *конечной* стенки оно есть, на это обстоятельство уже указывалось в рис. 9.6 и 9.12. Для конечных стенок не проведено точного суммирования, получены лишь приближенные выражения (Ли, 1963 г.), которые адекватно описывают поле напряжений, кроме области вблизи дислокации.

Как и в случае единичных дислокаций, при введении отдельной дислокации в поле напряжений дислокационной стенки совершается работа. Необходимую силу можно определить из уравнений типа (4.24), подобрав соответствующую величину  $\tau_{xy}$ . Проблема расчета взаи-

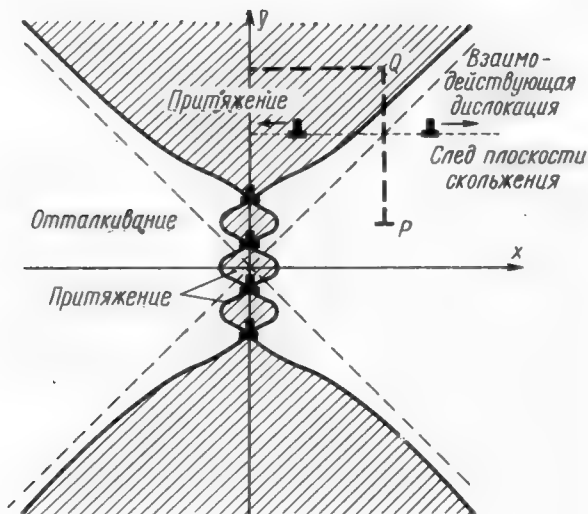


Рис. 9.14. Стенка из четырех краевых дислокаций одного знака. Такие дислокации одного знака, лежащие в параллельных плоскостях скольжения, притягиваются или отталкиваются в зависимости от их местоположения. Граница между заштрихованными и незаштрихованными участками представляет собой линию нулевых скалывающих напряжений.

модействия усложняется, если граница движется, а также при различном характере взаимодействующих дислокаций. В зависимости от длины и ориентации дислокационной стенки взаимодействие происходит на больших или меньших расстояниях от границы. Сила взаимодействия зависит от конкретного положения плоскости скольжения краевой дислокации относительно границы и положения отдельных дислокаций в границе. Наиболее ясно это видно при рассмотрении распределения сил притяжения и отталкивания вокруг стенки. Рис. 9.13 показывает, что в некоторой области поле касательных

напряжений имеет знак минус, в других — плюс. На рис. 9.14 показаны области притяжения и отталкивания вокруг конечной стенки краевых дислокаций. За исключением областей, примыкающих к дислокационной стенке, притяжение происходит в заштрихованных участках, выше и ниже стенки. Величина притяжения зависит от положения дислокации и расстояния от дислокации до стенки. Рис. 9.14 иллюстрирует также формирование малоугловой границы в процессе *возврата*. Дислокации в незаштрихованной области будут отталкиваться границей, но они могут переползать с помощью диффузии вакансий. Если дислокация в точке *P* переползает в заштрихованный участок, она будет подвергаться силам притяжения, стремящимся перевести ее в низкоэнергетическое состояние выше существующей стенки. Проходимый путь показан пунктирной линией.

### 9.5. ЭНЕРГИЯ ИСКАЖЕНИЙ ДИСЛОКАЦИОННЫХ КОМПЛЕКСОВ

В принципе энергию дислокационного комплекса можно подсчитать, рассмотрев работу, необходимую для того, чтобы получить данное состояние. Как и в случае единичной дислокации, энергия будет состоять из двух частей: энергии упругой деформации и энергии ядра. Упругая энергия симметричной наклонной границы, т. е. бесконечной вертикальной стенки краевых дислокаций, равна полной работе, затраченной на образование границы, которая, в свою очередь, равна сумме работ по образованию отдельных дислокаций. Работа, необходимая для введения единичной дислокации, получится, если проинтегрировать касательные напряжения в плоскости скольжения, умноженные на относительное смещение:

$$E_1 = \frac{b}{2} \int_{r_0}^{\infty} \tau_{xy} dx. \quad (9.13)$$

Энергию, приходящуюся на единицу площади границы, получим, помножив эту величину на  $\theta/b$ , т. е. число дислокаций на единице площади границы. Подобрав соответствующую величину  $\tau_{xy}$  и подставив ее в уравнение (9.13), можно записать общую упругую энергию деформации в следующем виде:

$$E = E_0 \theta (A - \ln \theta), \quad (9.14)$$

где

$$E_0 = \frac{Gb}{4\pi(1-\nu)}; \quad (9.15)$$

$$A = 1 + \ln \frac{b}{2\pi r_0}. \quad (9.16)$$

Энергия более сложных малоугловых границ, например поперечной решетки винтовых дислокаций, будет

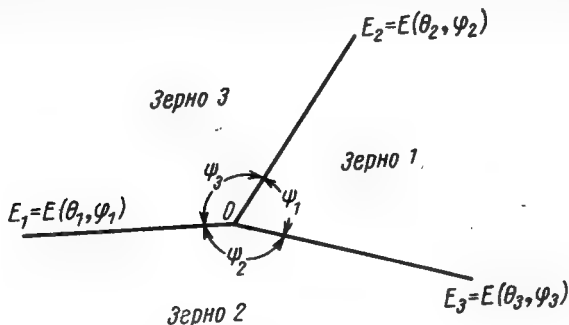


Рис. 9.15. Три границы зерна, пересекающиеся вдоль линии, перпендикулярной к плоскости чертежа. Каждую границу можно определить угловой разориентировкой  $\theta$  соседних зерен и углом  $\phi$ , связанным с ориентацией границы (Рид. «Дислокации в кристаллах». М., Металлургияиздат, 1957).

включать, кроме энергии отдельных наборов дислокаций, энергию взаимодействия между разными наборами пересекающихся дислокаций. Однако энергия, приходящаяся на единицу площади, по-прежнему может быть выражена уравнением (9.14). Правая часть уравнения состоит из двух частей. Во-первых, в него входит член  $E_0\theta A$ , который представляет собой вклад в общую энергию, не зависящий от присутствия других дислокаций. Этот член изменяется с изменением угла  $\theta$ , причем это изменение прямо пропорционально плотности дислокаций в границе. Подбрав подходящую величину  $A$ , следовательно, величину  $r_0$  (см. уравнение 9.16), можно изменить основное уравнение таким образом, что оно будет включать и энергию ядра дислокации, так как эта часть общей энергии не зависит от присутствия других дислокаций. Во-вторых, член  $E_0\theta \ln \theta$ , который возникает в резуль-

тате взаимодействия полей напряжений разных дислокаций, входящих в границу. Численное увеличение этого члена с увеличением  $\theta$  идет одновременно с уменьшением дальнодействующих касательных напряжений с ростом угла  $\theta$ .

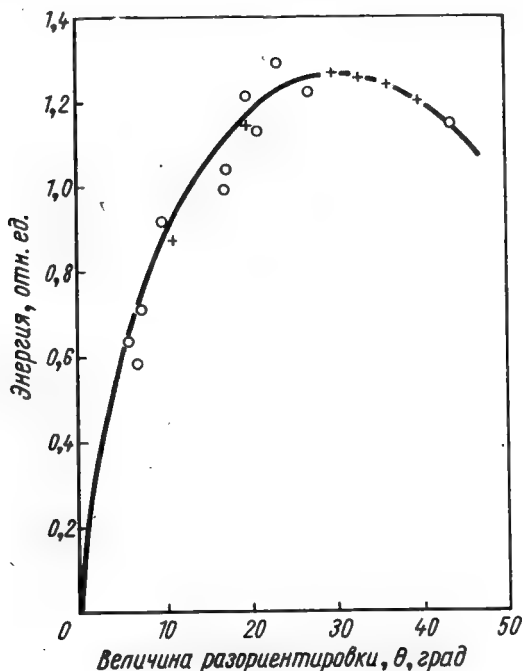


Рис. 9.16. Изменение относительной энергии границы зерна в зависимости от ориентации для кристаллов кремнистого железа с общей осью [100], перпендикулярной к плоскости образца. Сплошная линия представляет собой расчетную кривую, на ней нанесены точки, полученные в эксперименте Дуина, Даниэльса и Болтона (1950 г.).

Экспериментальная проверка уравнения (9.14) оказалась одним из наиболее ранних успехов дислокационной теории. Измерялась относительная энергия дислокационных границ (рис. 9.15). На рисунке показаны три границы, проходящие через общую ось зерен.  $E_1$ ,  $E_2$  и  $E_3$  — энергии, приходящиеся на единицу площади,



для границ зерен, которые подчиняются уравнению (9.14). Каждая граница будет иметь эффективное поверхностное натяжение, равное ее энергии. Динамические условия при равновесии здесь близки к треугольнику сил, которые можно записать для данной точки следующим образом:

$$\frac{E_1}{\sin \psi_1} = \frac{E_2}{\sin \psi_2} = \frac{E_3}{\sin \psi_3}. \quad (9.17)$$

Измеряя  $\psi_1$ ,  $\psi_2$  и  $\psi_3$  и углы разориентировки на границах, можно определить относительные энергии границ. На рис. 9.16 показаны типичные результаты подобных измерений, взятые из работы Данна с сотрудниками (1950 г.). Точки на графике представляют собой результаты отдельных экспериментальных измерений, а сплошная линия — предполагаемую зависимость  $E$  от  $\theta$  согласно уравнению (9.14) при  $A=0,35$ . Согласие оказывается хорошим даже при больших величинах  $\theta$ , при большой плотности дислокаций в границе, когда данное теоретическое уравнение вряд ли имеет реальный смысл.

## 9.6. ДВИЖЕНИЕ ГРАНИЦ

Для возможности движения дислокационной границы должны выполняться три условия. Во-первых, должны удовлетворяться геометрические условия движения отдельных дислокаций. Если в процессе перемещения границы основную роль играет скольжение, то граница будет двигаться только в том случае, если дислокации границы могут двигаться в своих плоскостях скольжения, определенных вектором Бюргерса дислокации и линией дислокации. Во-вторых, должны удовлетворяться термодинамические условия, т. е. при движении энергия границы должна уменьшаться или, в случае приложения внешних напряжений, при движении дислокаций должна совершаться работа. В-третьих, движущие силы, вызванные, например, внешними напряжениями или избыточной концентрацией вакансий, должны быть достаточно велики для движения дислокаций. Некоторые вопросы, связанные с напряжениями, необходимыми для движения дислокаций, рассматриваются в следующей главе.

Особенно жесткие требования на движение простых дислокационных границ накладывают геометрические условия. Это можно проиллюстрировать на примере наклонных границ, которые движутся путем скольжения. Есть только один тип наклонной границы, *скользящая граница*, в которой дислокации имеют параллельные плоскости скольжения.

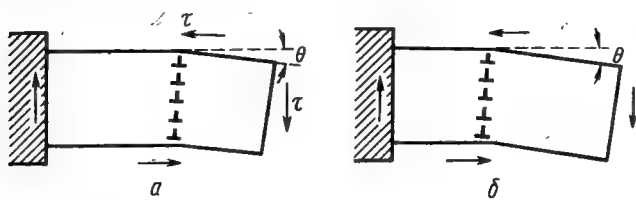


Рис. 9.17. Напряжение, возникающее при движении симметричной чисто наклонной границы.

Рассмотрим симметричную наклонную границу, показанную на рис. 9.17, *а*. Если приложить некоторую силу к одному концу кристалла, как показано на рисунке, то на границу будет действовать касательное напряжение. Когда на каждой плоскости скольжения в направлении скольжения действует касательное напряжение  $\tau$ , на единицу длины каждой дислокации действует сила  $b\tau$ . Так как на единицу поверхности приходится  $\theta/b$  дислокационных линий, сила на границе на единицу длины будет равна

$$F = \theta\tau. \quad (9.18)$$

Если этого достаточно для движения дислокаций, граница будет двигаться влево, как показано на рис. 9.17, *б*. Так как каждая дислокация остается в том же положении относительно других дислокаций границы, геометрия границы сохраняется. Работа, приходящаяся на единицу объема, пройденного границей, выполненная напряжением  $\tau$ , равна  $\tau\theta$ .

Движение такой границы непосредственно наблюдали Паркер и Вашбурн (1952 г.) в монокристаллах цинка. Наклонные границы вводились с помощью изгиба кристалла после термической обработки, создающей структуру полигонизации (см. рис. 9.3). Границу можно заставить передвигаться вперед или назад, изменяя на-

правление приложенного напряжения. Некоторое сходство со скользящей наклонной границей, в которой у всех дислокаций параллельные вектора Бюргерса и плоскости скольжения, имеют *полукогерентные двойниковые границы*, т. е. подвижные дислокационные границы, показанные на рис. 6.7.

Теперь рассмотрим наклонную границу, показанную на рис. 9.7, в которой вектор Бюргерса краевых дислокаций разных наборов находятся под прямым углом друг к другу. Движение такой границы под влиянием приложенных напряжений рассматривалось Шокли и Ридом (Рид, 1953 г.). Они описали три возможности:

1. Дислокации движутся путем чистого скольжения и остаются в одной и той же плоскости, параллельной исходной границе. Это возможно только в том случае, если один набор дислокаций движется по направлению приложенного напряжения, а другой набор — против приложенного напряжения. Так как плоскости скольжения ортогональны, эффективные скалывающие напряжения в двух системах идентичны, и, так как два набора дислокаций передвигаются на равные расстояния, общая совершенная работа равна нулю, т. е. нет тенденции, вызывающей этот процесс.

2. Дислокации движутся путем чистого скольжения, но в противоположных направлениях. Если оба набора дислокаций движутся таким образом, что выполняется работа, граница имеет тенденцию расщепляться, как показано на рис. 9.18. Однако силы, действующие между дислокациями, стремятся удержать две границы вместе, так как такая конфигурация имеет минимум энергии. Для процесса расщепления необходима затрата энергии, следовательно, этот процесс не будет протекать самопроизвольно.

3. Граница движется как единое целое, так что конфигурация дислокаций в границе сохраняется. Это может происходить только при комбинации процессов скольжения и переползания. При рассмотрении поля напряжений, показанного на рис. 9.18, видно, что набор дислокаций 1 находится под воздействием сжимающего напряжения и имеет тенденцию переползать вправо в случае притока вакансий; набор дислокаций 2 находится под воздействием растягивающих напряжений и стремится переползать вниз и вправо в результате эмис-

сии вакансий. Таким образом, при комбинации переползания и скольжения граница может двигаться как целое, причем вакансии образуются в одном наборе дислокаций и поглощаются в другом. Для этого необходима всего лишь короткодействующая диффузия, высокие температуры способствуют этому процессу.

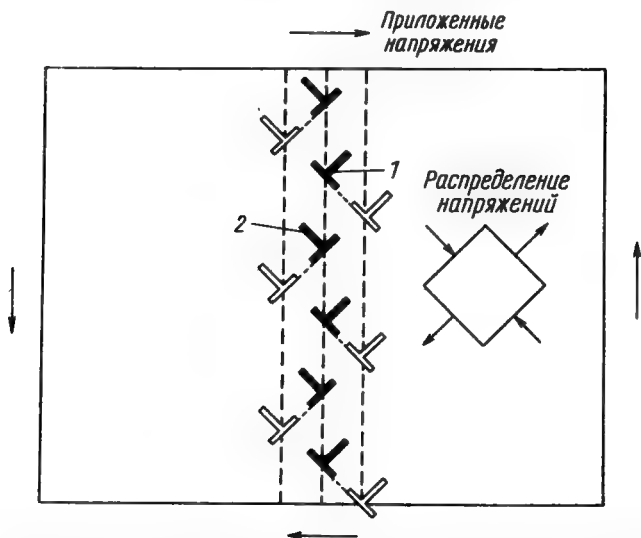


Рис. 9.18. Напряжение, возникающее при движении наклонной границы, содержащей краевые дислокации с взаимно перпендикулярными плоскостями скольжения [Рид. «Дислокации в кристаллах». М., Металлургиздат, 1957; Amelinckx and Dekeyser. *Solid State Physics*, 18, 325, (1958)].

Кроме наклонной границы, рассмотренной выше и показанной на рис. 9.17, единственная малоугловая граница, которая может двигаться как единое целое путем скольжения, что поперечная решетка винтовых дислокаций; в этом случае существенным является требование, чтобы в местах пересечений не происходило диссоциации с образованием третьей дислокации (см. рис. 7.17). В общем случае при действии напряжения, вызывающего движение границы, необходима некоторая диффузия, в противном случае граница разрушается, как это часто наблюдалось при деформации структуры полигонизации при низких температурах.

Движение границ в отсутствие внешних напряжений происходит при возврате и рекристаллизации, для этих процессов также необходима диффузия. Главные особенности этих процессов: а) уменьшение энергии существующих границ при миграции к положению с низкой энергией, как это бывает на первых стадиях возврата; б) разворот кристаллов для уменьшения угла разориентировки, а значит, для увеличения расстояния между дислокациями в границе и уменьшения энергии на единицу площади границы и в) движение границ с большими углами разориентировки при рекристаллизации и росте зерна. Последний процесс включает в себя атомную перестройку на границе путем диффузии атомов для изменения ориентации кристалла.

## Глава 10

### ПРОЧНОСТЬ ОТОЖЖЕННЫХ КРИСТАЛЛОВ

#### 10.1. ВВЕДЕНИЕ

В гл. 1 было показано, что теоретическое сопротивление сдвигу совершенной решетки на много порядков выше, чем наблюдаемое критическое скалывающее напряжение реальных кристаллов, содержащих дислокации. В следующих двух главах (10 и 11) рассматриваются факторы, влияющие на прочность кристаллов. Если исключить эффекты, связанные с диффузией, пластическая деформация происходит путем скольжения дислокаций, следовательно, критическое скалывающее напряжение начала пластической деформации есть напряжение, необходимое для движения дислокаций. Обычно его измеряют с помощью испытаний на растяжение, при котором образец деформируют с постоянной скоростью, причем нагрузка на образец измеряется одновременно с удлинением. Особенности такого испытания обсуждаются более детально в разделе 11.2.

Типичные кривые напряжение — деформация показаны на рис. 10.1. Каждая кривая имеет линейный участок  $OE$ , в пределах которого образец деформируется упруго, подчиняясь закону Гука, т. е. отношение напряжения к деформации здесь постоянно. Точка  $E$ , в которой кривая начинает отклоняться от линейного закона, является началом пластической деформации. На рис. 10.1, *а* напряжение монотонно возрастает с деформацией. На рис. 10.1, *б* ход кривой до деформации  $x\%$  не монотонный, а затем кривая снова становится плавной. Напряжение в точке  $E$  на рис. 10.1 — напряжение начала течения  $\sigma_{j0}$  (или *предел упругости*) до этой точки, пластическая деформация равна нулю, а напряжение в точке  $C$  — нижний предел текучести, или *предел текучести*  $\sigma_y$ .

Напряжение, необходимое для движения дислокации в совершенной решетке, зависит от сил связи между атомами и называется *напряжением Пайерлса* или *напряжением Пайерлса — Набарро*.

В простейшем случае решетка содержит идентичные

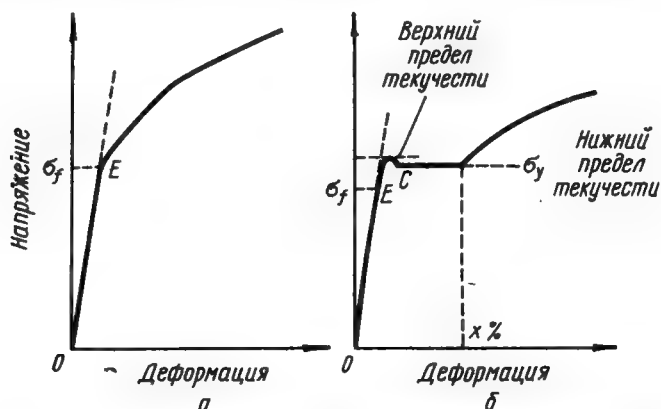


Рис. 10.1. Типичные кривые деформационного упрочнения.

атомы. Однако чаще решетка представляет собой однородный твердый раствор одного элемента в другом, упорядоченный раствор из двух или более сортов атомов, образующих сверхструктуру, или решетку из положительно и отрицательно заряженных ионов, как в хлористом натрии.

Возможны два случая, когда примесные атомы в кристалле увеличивают напряжение, необходимое для движения дислокаций.

Во-первых, они могут располагаться преимущественно вблизи дислокации, что приведет к релаксации больших упругих искажений вокруг дислокации. Для того чтобы дислокация сдвинулась, она должна разорвать примесную атмосферу, такой процесс называется *разблокированием* или *вырыванием*; в противном случае дислокация должна тащить примеси за собой при движении. Необходимая для этого сила зависит от прочности связи дислокации и инородных атомов.

Во-вторых, примеси могут образовывать сегрегации или выделения в решетке, которые служат барьерами

при движении дислокаций. Дислокация останавливается у барьера прежде, чем успеет продвинуться на значительное расстояние, для ее дальнейшего движения требуется дополнительная сила. Эффективная прочность барьера зависит от природы и распределения включений.

## 10.2. НАПРЯЖЕНИЕ ПАЙЕРЛСА

Напряжения Пайерлса возникают как прямое следствие периодичности структуры кристаллической решетки, они весьма чувствительны к точной форме зависи-

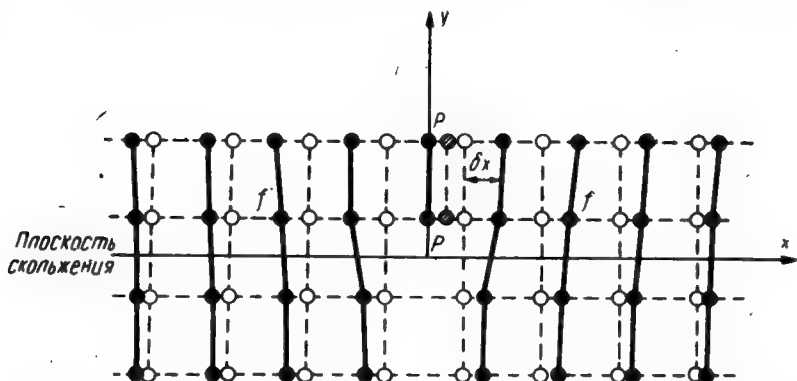


Рис. 10.2. Смещения атомов вблизи краевой дислокации. Положения атомов до (○) и после (●) того, как была вставлена лишняя полуплоскость атомов.

мости сила — расстояние между отдельными атомами. По этой причине оценка напряжения Пайерлса затруднительна и полностью удовлетворительного решения в настоящее время не существует. Ниже приводится качественное рассмотрение напряжения Пайерлса для того, чтобы подчеркнуть некоторые важные аспекты данной проблемы.

Если в решетку вставлена лишняя полуплоскость атомов, имитирующая краевую дислокацию, то атомы выше и ниже плоскости скольжения смещены из своих положений равновесия, которые они занимают в совершенной решетке. Это иллюстрирует рис. 10.2; величина смещения  $\delta x$  от положения равновесия уменьшается



при удалении от ядра дислокации, так как атомы ведут себя скорее как упругие, а не как жесткие сферы (ср. деформацию как функцию расстояния в изотропной теории упругости).

Ширина дислокации  $w$  определяется как расстояние на плоскости скольжения в направлении скольжения, на котором смещения атомов превышают половину максимального смещения. Если  $b$  величина вектора Бюргерса

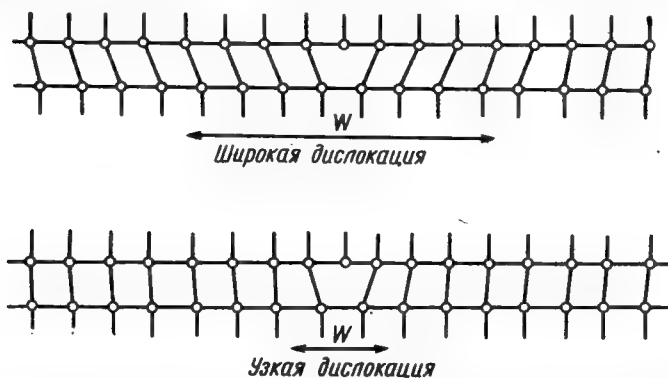


Рис. 10.3. Широкая и узкая краевая дислокации [Cottrell, The Properties of Materials at High Rates of Strain, Inst. Mech. Eng., London (1957)].

дислокации, максимальное смещение атомов выше плоскости скольжения на рис. 10.2 равно  $\pm \frac{b}{2}$ , следовательно,  $w$  соответствует смещение  $-\frac{b}{4} \leq \delta x \leq \frac{b}{4}$ . Ширина дислокации будет мала в том случае, когда атомы «мягкие», т.е. могут «приспособиться» к значительной деформации (*узкие дислокации*), ширина дислокации велика, когда атомы «жесткие» (*широкие дислокации*), см. рис. 10.3.

Оценки ширины дислокации  $w$  зависят от формы зависимости сила — расстояние. В литературе можно найти несколько вариантов подобного рассмотрения (Ван Бюрен, 1960 г., Кульман-Вильсдорф, 1960 г., Коттрелл, 1953 г.). Эта величина лежит, вероятно между 1 и 10 межатомными расстояниями, но нет экспериментальных результатов, подтверждающих эти предположения.

На любой атом  $f$  или на ряд атомов, параллельный линии дислокации, будут действовать две основные силы. Одна из них вызвана упругим полем напряжений, которое появляется при введении лишней атомной полуплоскости и стремится увеличить  $\delta_x$  до величины  $\pm b/2$ . Другая появляется в результате смещения атомов из их равновесных положений относительно окружающих атомов, она стремится уменьшить  $\delta_x$  до 0. Так как атомы расположены симметрично вокруг дислокации, можно выделить ряд атомов  $f'$  с противоположной стороны лишней полуплоскости, на которые действуют равные и противоположные силы. Таким образом, на дислокацию действует система сил, находящихся в состоянии равновесия, а дислокация расположена в равновесной позиции.

Если слегка сместить лишнюю полуплоскость из равновесного положения в положение  $PP'$ , равновесие сил нарушится, и, для того чтобы удержать дислокацию в исходном положении, потребуется внешнее напряжение сдвига. Необходимую силу можно подсчитать из изменений энергии нарушения, связанной со смещением атомов из равновесного положения. Общая энергия нарушения получится при суммировании по всем смещенным атомам. В первом приближении она будет равна нулю, так как, если рассмотреть ряды атомов  $f$  и  $f'$ , смещение ряда  $f$  в направлении  $x$  увеличит энергию нарушения, в то время как смещение ряда  $f'$  в том же направлении уменьшит ее. Различие в энергии нарушения возникает тогда, когда работа, произведенная при движении ряда  $f$  против сил притяжения между атомами, не равна в точности работе, произведенной при движении ряда  $f'$  к положению равновесия. Разница зависит от вида зависимости сила — расстояние.

Максимальную силу сопротивления движению дислокации можно подсчитать, если найти максимальное изменение энергии нарушения. Простейшая оценка была сделана Пайерлсом (1940 г.) и Набарро (1947 г.), которые использовали синусоидальную зависимость силы от расстояния для оценки теоретического напряжения сдвига совершенного кристалла:

$$\tau = \frac{b}{a} \cdot \frac{G}{2\pi} \sin \frac{2\pi x}{b}. \quad (10.1)$$

Напряжение Пайерлса приблизительно равно

$$\tau_{\Pi}^0 \approx G \exp\left(-\frac{2\pi\omega}{b}\right). \quad (10.2)$$

В этом приближении  $\omega = a/(1-\nu)$ . Напряжение Пайерлса экспоненциально зависит от ширины дислокации, поэтому оно очень чувствительно к положению атомов в центре дислокации, в частности, к величине  $b/a$ . Если взять  $\omega = 3b$ , сразу становится ясно, что  $\tau$  на много порядков меньше, чем теоретическое сопротивление сдвигу (см. раздел 1.3).

Следует подчеркнуть, что выражение (10.2) получено для частного вида зависимости сила — расстояние, поэтому справедливость его ограничена. Несмотря на эту неопределенность, можно в общем случае принять многие особенности модели Пайерлса: а) в большинстве кристаллов, в частности, в гранецентрированных кубических металлах напряжение Пайерлса мало; б) в кристаллах со значительным напряжением Пайерлса дислокации имеют тенденцию располагаться вдоль определенных кристаллографических направлений, как показано на рис. 8.8; в) в кристаллах с узкими дислокациями напряжение Пайерлса может вносить значительный вклад в изменение напряжения течения в зависимости от температуры, как, например, в объемноцентрированных кубических металлах.

Чтобы понять эти особенности, удобно рассмотреть потенциальную энергию дислокации как функцию ее положения в кристалле. По Зегеру (1956 г.) эквипотенциальные поверхности линии дислокации, связанные с напряжением Пайерлса  $\tau_{\Pi}^0$ , можно представить, как показано на рис. 10.4. Энергия, приходящаяся на единицу длины линии дислокации  $E_0$ , приблизительно выражается уравнениями (4.10) и (4.12). Периодическое изменение потенциальной энергии дислокации при изменении ее положения в решетке имеет период  $a$  и амплитуду  $\tau_{\Pi}^0 ab/\pi \ll E_0$ .

Рассмотрим дислокацию  $AB$  (рис. 10.5, а), лежащую в положении минимума энергии вдоль плотноупакованного направления в решетке, и предположим, что приложенное напряжение стремится сдвинуть ее в направлении, перпендикулярном к ее длине. Если дислокация ведет себя как жесткий прут, для движения ее

через потенциальный барьер к следующему положению равновесия СД необходимо напряжение, равное напряжению Пайерлса. Однако так ведут себя дислокации в кристалле только при  $0^\circ\text{K}$ . При более высоких температурах вся дислокация уже не лежит в одной яме по-

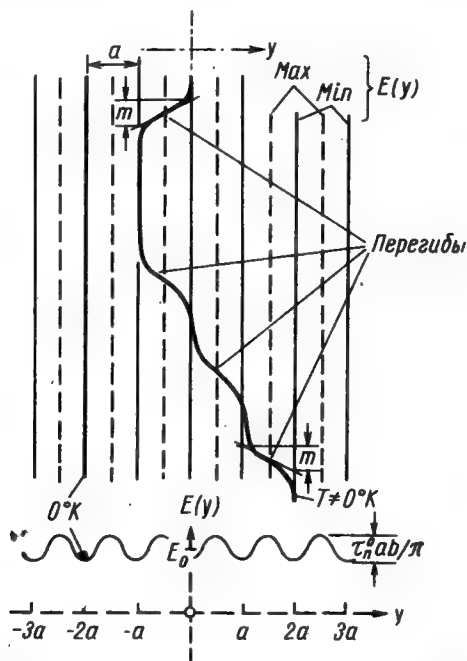


Рис. 10.4. Потенциальные поверхности линии дислокации, связанные с напряжением Пайерлса  $\tau_n^0$ . На рисунке не выдержаны реальные масштабные соотношения, в действительности  $E_0 \gg (\tau_n^0 ab/\pi)$  и  $m \gg a$  [Seeger, Donth and Pfaff Disc. Faraday Soc., 23, 19 (1957)].

тентциального рельефа, а имеет перегибы (см. рис. 10.4), т.е. лишь отдельные ее участки лежат в положениях минимума энергии решетки.

Форма и длина перегиба  $m$  будут зависеть от величины энергетического барьера между соседними равновесными положениями. По Риду (1953 г.) дислокацион-

ная линия на перегибе представляет собой кривую, так как именно эта форма обладает минимумом энергии (рис. 10.6). Форма кривой определяется уравниванием двух факторов: 1) дислокация стремится расположиться таким образом, чтобы возможно большая ее длина была в положении минимума энергии (при дейст-

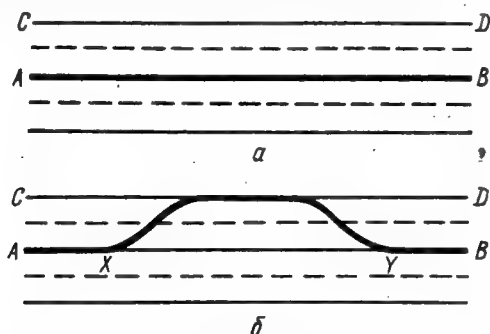


Рис. 10.5. Механизм движения дислокаций по Зегеру:

*a* — дислокация в положении энергетического минимума; *b* — образование выпуклости на дислокации.

вии только одного этого фактора форма кривой была бы подобна *A* — рис. 10.6); 2) дислокация стремится понизить энергию за счет уменьшения общей длины, с этой точки зрения наиболее благоприятна прямая линия формы *B*.

Если энергетический горб составляет большую долю энергии  $E_0$ , тогда фактор (1) доминирует, перегиб будет короткий и имеет относительно высокую энергию. Если же энергетический горб уменьшается, перегибы становятся длиннее, дислокация по форме приближается к прямой линии *B*, энергия перегиба уменьшается. Зегер (1956 г.) получил для энергии перегиба, используя приближение Пайерлса—Набарро, следующее выражение:

$$W_{\text{пер}} = \frac{2a}{\pi} \left( \frac{2E_0 ab \tau_{\Pi}^0}{\pi} \right)^{1/2}. \quad (10.3)$$

Если напряжение  $\tau < \tau_{\Pi}^0$  приложено к дислокационной линии, содержащей перегибы (см. рис. 10.4), она

может передвигаться двумя способами: 1) боковым движением перегибов, которое требует очень малых напряжений, так как потенциальные барьеры, препятствующие движению в направлениях, параллельных направлению плотной упаковки, малы; 2) образованием небольших прогибов на линии дислокации в результате термических флуктуаций, которые затем распространя-

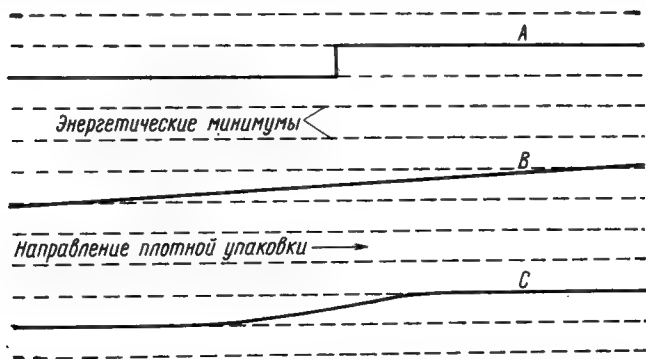


Рис. 10.6. Форма дислокаций, почти параллельных плотноупакованному направлению. Энергия, приходящаяся на единицу длины дислокационной линии, минимальна вдоль направлений, показанных пунктирными линиями, и изменяется периодически в перпендикулярном направлении. Обычная форма дислокации (кривая C), промежуточная между формой кривых A и B (Рид. «Дислокации в кристаллах». М., Металлургиздат, 1957).

ются в стороны (см. рис. 10.5). Длина прогиба, образованного в результате термической активации, определяется требованием, чтобы ее энергия была минимальна; при длинном прогибе требуется большая энергия для преодоления барьера Пайерлса, но при коротком прогибе происходит большее увеличение длины линии дислокации, а следовательно, и энергии.

Прогиб можно рассматривать как пару перегибов, представляющих собой дислокации разного знака. Если внешнее напряжение отсутствует, перегибы притягиваются и аннигилируют друг с другом. Приложенное напряжение стремится раздвинуть их и увеличить площадь скольжения. Для данной приложенной силы существует критическое расстояние между перегибами

$d_{\text{крит}}$ . Если расстояние больше критического, перегибы будут расходиться, при меньшем расстоянии они движутся навстречу друг другу. Увеличение энергии, связанное с прогибом, приблизительно равно  $2W_{\text{пер}}$ .

Скорость образования прогибов можно описать с помощью выражения Аррениуса:

$$v = A \exp\left(-\frac{H_{\tau}}{kT}\right), \quad (10.4)$$

где  $H_{\tau}$  — энергия активации для образования прогиба;  $A$  — частотный множитель.

Зегер (1956 г.) в своей ранней работе брал для  $H$  значение  $2W_{\text{пер}}$ . Это приближение не является строгим, и позже было проведено много более корректных расчетов (см., например, Джоссанг, Шкильштад и Лозе, 1963 г.). Тем не менее ясно, что движение дислокаций может быть облегчено с помощью термической активации. Эффект становится заметным, когда потенциальный барьер достаточно велик, так как это зависит от величины  $\tau_{\text{л}}$ , которая, в свою очередь, зависит от ширины дислокации  $w$ . В неплотноупакованных структурах, имеющих узкие дислокации, наблюдается значительная, зависящая от температуры компонента напряжения течения. В плотноупакованных структурах дислокации широкие, и вклад напряжения Пайерлса составляет всего лишь малую долю от полного напряжения течения.

### 10.3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ С ДИСЛОКАЦИЯМИ

Все точечные дефекты, т. е. вакансии или межузельные атомы, а также инородные атомы замещения или внедрения образуют поля напряжений в окружающей решетке и поэтому должны взаимодействовать с дислокациями. Если точечный дефект диффундирует к дислокации или дислокация движется к дефекту, энергия искажений всей системы может понижаться. Теперь, чтобы отделить дефект от дислокации, потребуется дополнительная работа, следовательно, кристалл упрочняется. Простейший пример подобного эффекта — осаждение на краевой дислокации инородных атомов большего размера. Гидростатические сжимающие напряже-

ния вокруг атома уменьшаются, если его поместить в растянутую область под лишней атомной полуплоскостью краевой дислокации; атом будет притягиваться к растянутой области и отталкиваться сжатой областью.

Энергию взаимодействия можно определить из следующих соображений. Рассмотрим атом, имеющий радиус  $a(1+\epsilon)$ , помещенный на место атома с радиусом  $a$  (ср. раздел 8.4) в изотропном упругом материале. Если  $\epsilon \neq 0$ , это приведет к симметричному гидростатическому искажению окружающей матрицы. Энергия взаимодействия будет определяться работой по преодолению локального поля напряжения (Коттрелл, 1948 г.).

$$U_{вз} = p\Delta V, \quad (10.5)$$

где  $p = -1/3(\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z)$  — гидростатическое давление поля напряжений в данной точке;  $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$  и  $\sigma_z$  — нормальные компоненты напряжения и  $\Delta V = 4\pi\epsilon a^3$  — изменение объема при помещении инородного атома в матрицу. Поэтому

$$U_{вз} = -4/3 \pi \epsilon a^3 (\tau_x + \sigma_y + \sigma_z). \quad (10.6)$$

Для атома, помещенного в точку с прямоугольными координатами  $x$ ,  $y$ ,  $z$  относительно краевой дислокации, лежащей вдоль оси  $z$  и имеющей вектор Бюргерса, параллельный оси  $x$ , взаимодействие можно подсчитать, учитывая уравнения (4.6) и (4.7):

$$U_{вз} = \frac{4(1+\nu)Gb\epsilon a^3 y}{3(1-\nu)(x^2 + y^2)} \quad (10.7)$$

или в полярных координатах,  $r$ ,  $\theta$ :

$$U_{вз} = \frac{4(1+\nu)}{3(1-\nu)} \frac{Gb\epsilon a^3 \sin \theta}{r}, \quad (10.8)$$

так как  $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$ ;  $\sin \theta = y/(x^2 + y^2)^{1/2}$ ;

$U_{вз}$  будет иметь максимальную положительную величину, когда растворенный атом помещен непосредственно выше плоскости скольжения ( $\theta = \frac{1}{2}\pi$ ), как можно более близко к центру дислокации, и максимальную отрицательную величину, когда растворенный атом находится непосредственно под лишней атомной полуплоскостью ( $\theta = \frac{3}{2}\pi$ ). Такое положение приводит к максимальному



уменьшению напряжений. Разница энергий атома в данном положении и атома, находящегося на большом расстоянии от дислокации, есть *энергия связи* дефекта с дислокацией.

Для приложения этой модели к дефектам в реальных кристаллах необходимо внести некоторые изменения, так как сделанные в процессе рассмотрения допущения имеют ограниченную справедливость. Речь идет о следующих допущениях:

а. Растворенный атом абсолютно жесткий. Если же он имеет те же упругие свойства, что и матрица, появится добавочная энергия искажений в результате упругой деформации растворенного атома. Рассмотрев этот эффект, Билби (1950 г.) получил

$$U_{вз} = 4Gb\epsilon a^3 \frac{\sin \theta}{r} \quad (10.9)$$

б. Матрица ведет себя как упруго-изотропный материал. В действительности матрица кристалла обладает периодичным полем напряжений. Это обстоятельство может внести существенные поправки при вычислении энергии взаимодействия, особенно вблизи ядра дислокации.

в. Поле искажений вокруг дислокации и вокруг дефекта не влияет на электронное распределение в решетке.

г. Дислокация не расщепляется на частичные дислокации с дефектом упаковки между ними.

Первоначальные вычисления Коттрелла значений  $U_{вз}$  имели целью объяснение предела текучести железа, в частности взаимодействия между атомами углерода и дислокациями в железе. В случае взаимодействия с краевой дислокацией простая модель, описанная выше, дает хорошее представление физической сущности процесса и достаточно реальную величину энергии связи ( $\sim 1$  эв). Однако подобные расчеты, использующие то же приближение, для чисто винтовой дислокации дают нулевую энергию взаимодействия, так как поле винтовой дислокации не имеет гидростатической компоненты. Сомнение относительно взаимодействия с винтовой дислокацией было разрешено при рассмотрении расположения внедренных атомов (углерода и азота) в объемноцентрированной кубической решетке железа. Наи-

более благоприятное положение внедренного атома в позиции типа  $1/2, 1/2, 0$ , т.е. в центре грани куба, как показано на рис. 10.7. Так как  $AC=BD=a\sqrt{2}$  и  $EF=a$ , введение сферического атома с диаметром большим, чем  $(a-2r)$ , где  $r$  — радиус атома железа, приведет к тетрагональным искажениям (атомы  $E$  и  $F$  раздвинутся). Поэтому атом, помещенный в это положе-

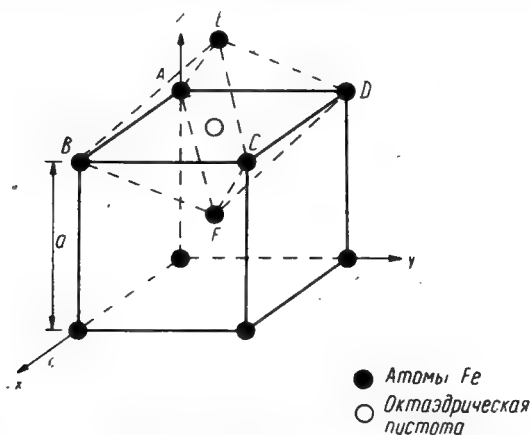


Рис. 10.7. Образование октаэдрических пустот в объемноцентрированной кубической ячейке.

ние, образует поле и гидростатических и касательных напряжений, которое будет взаимодействовать и с чисто краевыми и с чисто винтовыми дислокациями.

Расчет  $U_{вз}$  с учетом тетрагональных искажений был выполнен Кокардтом, Шоеком и Видерзайхом (1955 г.). Для прямолинейной винтовой дислокации, лежащей вдоль направления  $\langle 111 \rangle$  в объемноцентрированной кубической решетке и взаимодействующей с атомами, в октаэдрических пустотах (см. рис. 10.7) получено выражение

$$U_{вз} = \frac{\sqrt{2}}{3\pi} Gba^3 (\epsilon_1 - \epsilon_2) \frac{\cos \theta}{r}, \quad (10.10)$$

где  $\epsilon_1$  — деформация вдоль оси  $z$ , а  $\epsilon_2$  — деформация вдоль осей  $x$  и  $y$ . Более сложное выражение получено для взаимодействия с краевой дислокацией. Если взять

$\epsilon_1=0,38$ , и  $\epsilon_2=-0,26$ , для углерода в железе получим энергию около  $0,75$  эв для обоих типов дислокаций. Наиболее благоприятные положения атомов углерода вблизи винтовой дислокации в этой модели — три эквивалентные позиции с углом  $120^\circ$  между ними. Из модели также следует, что взаимодействие происходит между краевой дислокацией и атомами углерода, лежащими в ее плоскости скольжения (ср. уравнение (10.7),  $U_{вз}=0$  в плоскости скольжения  $y=0$ ).

Кроме рассмотренных факторов влияние на величину энергии взаимодействия оказывает различие упругих свойств дефекта и матрицы. Если объемные изменения, связанные с введением чужеродного атома, велики, как это бывает в случае внедрения углерода в железо, эффект относительно мал. Однако для атомов, образующих твердый раствор замещения в гранецентрированном кубическом кристалле, эффект может быть значительным, так как объемные изменения относительно малы. Флейшер (1961 г.) считает, что дислокации будут взаимодействовать с растворенными атомами отличной от матрицы жесткости (с разными модулями упругости), которые ведут себя как «упруго-твердые» или «упруго-мягкие» центры в матрице. Взаимодействие будет происходить и с краевой и с винтовой дислокациями. С использованием большого числа упрощающих допущений найдено, что для краевой дислокации отношение вклада объемных изменений в величину  $U_{вз}$  по уравнению (10.9) к вкладу, который вносит в энергию взаимодействия различие модулей, равно

$$\frac{U_{вз}(\nu)}{U_{вз}(G)} \approx \frac{4\pi^2(1-\nu)\epsilon}{\epsilon_G} \cdot \frac{y}{b} \approx 24 \left( \frac{\epsilon}{\epsilon_G} \right) \frac{y}{b}, \quad (10.11)$$

где  $\epsilon$  было определено и использовалось в уравнениях (10.6) — (10.9);  $\epsilon_G = \frac{\Delta G}{G}$ ;  $\Delta G$  — разница модулей сдвига растворенных и матричных атомов;  $G$  — модуль сдвига матрицы,  $y$  — расстояние от плоскости скольжения до атома. Взяв типичные значения для этих параметров, Флейшер получил, что это отношение порядка единицы.

Выше говорилось, что по упруго-изотропной теории нет взаимодействия между растворенным атомом и винтовой дислокацией. Кроме того, в этом случае ни атомы внедрения, ни атомы замещения не приводят к тетра-

гональным искажениям в гранецентрированной кубической решетке. Однако, если рассмотреть расположение атомов в периодическом поле решетки, окажется, что существует эффект второго порядка, приводящий к увеличению объема вблизи винтовой дислокации, а следовательно, ведет к появлению гидростатической компоненты напряжения. Поэтому винтовая дислокация может взаимодействовать с растворенным атомом отличающегося размера. Расширение решетки возникает в результате того, что вблизи центра дислокации укладка атомных плоскостей не является совершенной, они расталкиваются. Объемное расширение вокруг винтовой дислокации рассчитано Штеле и Зегером (1956 г.). Доля объемного расширения равна

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{K}{4\pi^2} \left( \frac{b}{r} \right)^2, \quad (10.12)$$

где  $K$  — константа, равная 0,3—1,0 для меди;  $r$  — расстояние до винтовой дислокации.

Флейшер (1962 г.) оценил энергию взаимодействия между растворенным атомом и полем искажений, возникающим в результате расширения вблизи винтовой дислокации. Используя приближение Коттрелла, он получил

$$U_{вз}(\nu) = \frac{2K\epsilon a^3 G (1 + \nu)}{3\pi (1 - 2\nu)} \left( \frac{b}{r} \right)^2. \quad (10.13)$$

Отношение объемной и модульной компонент для винтовой дислокации равно

$$\frac{U_{вз}(\nu)}{U_{вз}(G)} = \frac{2\pi K (1 + \nu) \epsilon}{3 (1 - \nu) \epsilon_G} \approx \frac{\epsilon}{4\epsilon_G}. \quad (10.14)$$

Из экспериментальных наблюдений Флейшер заключил, что модульный фактор вносит вклад, равный около 75% от общей энергии взаимодействия, т. е. в данном случае является доминирующим. Однако энергия связи атомов замещения в гранецентрированной кубической решетке ( $\sim 0,1$  эв) будет гораздо меньше, чем у внедренных атомов в объемноцентрированных кубических кристаллах, описанных выше, так как объемные изменения здесь гораздо меньше.

Вакансии и межузельные матричные атомы тоже упруго взаимодействуют с дислокацией. Взаимодействие с межузельным атомом подобно взаимодействию с внед-

ренным инородным атомом, но объемные изменения обычно гораздо больше. Вокруг вакансии образуется поле искажений, решетка растянута, поэтому вакансия притягивается к сжатой области выше плоскости скольжения краевой дислокации. Буллог и Ньюмен (1962 г.) получили уравнения взаимодействия для вакансий и дислокаций, в которые входят и гидростатические и

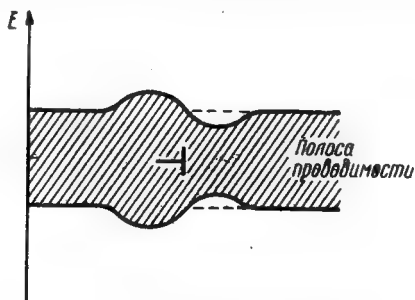


Рис. 10.8. Электрический диполь на краевой дислокации.

касательные напряжения. Для взаимодействия с краевой дислокацией

$$U_{\text{вз}} = \frac{5Gb^2r_0^3}{\pi(1-\nu)(7-5\nu)} \cdot \frac{1}{r^2} \left[ 1 - \frac{1+6\nu-5\nu^2\sin^2\theta}{5} \right]. \quad (10.15)$$

Для взаимодействия с винтовой дислокацией

$$U_{\text{вз}} = - \frac{5Gb^2r_0^3(1-\nu)}{\pi(7-5\nu)} \cdot \frac{1}{r^2}, \quad (10.16)$$

где  $r_0$  — радиус вакансии.

Пока что рассматривалось только упругое взаимодействие. Дополнительный вклад в энергию взаимодействия вносят электрический и химический эффекты.

а. Локальные изменения плотности вокруг краевой дислокации, вызванные сжимающими и растягивающими напряжениями, связанными с лишней атомной полуплоскостью, могут приводить к перераспределению электронов проводимости вблизи дислокации, как показано на рис. 10.8. В растянутой области, ниже лишней полуплоскости, существует излишек электронов, который образует отрицательный заряд; в уплотненной области

образуется положительный заряд. Распределение заряда вдоль дислокации подобно электрическому диполю, который может взаимодействовать с точечными дефектами, растворенными атомами, вакансиями, имеющими электрический заряд, отличный от заряда матричного атома, место которого они занимают. Этот эффект, возможно, важен для некоторых металлов, но маловероятно, чтобы на него приходилось более 10% общей энергии взаимодействия.

б. В полярных кристаллах, таких, как NaCl, KCl, LiF и AgCl, решетка состоит из разноименно заряженных ионов, которые электростатически взаимодействуют между собой. Каждый ион занимает равновесное положение в электростатическом поле других ионов. Удаление одного иона приводит к образованию *положительной ионной вакансии* или *отрицательной ионной вакансии*, которые сильно взаимодействуют, например, с порогами на дислокациях, также имеющими различные заряды (см. рис. 6.10). В этом случае электрическое взаимодействие больше, чем упругое взаимодействие.

в. Когда полная дислокация расщепляется на частичные дислокации, между ними образуется дефект упаковки, как описано в разделе 5.3. Периодическое расположение атомов в решетке нарушается, например, в гранецентрированном кубическом металле область дефекта приобретает укладку, характерную для гексагональной плотноупакованной решетки. Различие типа структур в смежных областях может привести к различным термохимическим свойствам, так как, например, растворимость примесей различна в гранецентрированной кубической и гексагональной плотноупакованной решетках. Поэтому возникает взаимодействие между расщепленной дислокацией и примесями. Этот тип взаимодействия был впервые описан Сузуки (Коттрелл, 1954 г., Сузуки, 1957 г.) и называется *химическим взаимодействием*.

#### 10.4. БЛОКИРОВАНИЕ И ФРИКЦИОННОЕ УПРОЧНЕНИЕ

Энергия взаимодействия между дефектом и дислокацией зависит от их взаимного расположения в решетке. Если возможно достижение «равновесных» условий,

дефект диффундирует к положению максимальной релаксации вблизи дислокации. Теперь, чтобы дислокация могла двигаться, необходимо добавочное напряжение для преодоления сил взаимодействия между дефектом и дислокацией (см. раздел 10.5), т. е. дислокация *блокирована* примесями. В этот эффект вносят вклад многие из процессов, рассмотренных выше. Если дислокация отрывается от дефектов, блокирующий эффект перестает действовать. Дислокация может быть снова заблокирована, если снова возникает возможность диффузии дефектов к дислокации. Этот процесс лежит в основе *деформационного старения*.

Движение разблокированной дислокации контролируется так называемыми *фрикционными напряжениями*  $\sigma_i$ , которые вызываются различными причинами, причем эффекты аддитивно складываются. Фрикционные напряжения возникают в результате взаимодействия движущейся дислокации с а) кристаллической решеткой, б) другими дислокациями (см. гл. 11), в) отдельными растворенными атомами (примесное упрочнение, см. раздел 10.6), г) вакансиями и межузельными атомами, как, например, при облучении или закалке (см. раздел 10.7), д) сегрегациями или выделениями растворенных атомов при дисперсионном твердении (см. раздел 10.7) и е) скоплениями вакансий или межузельных атомов. Если к кристаллу приложено напряжение  $\sigma_{вн}$ , то эффективное напряжение на дислокации будет равно  $\sigma_{эфф} = \sigma_{вн} - \sigma_i$ .

### 10.5. НАПРЯЖЕНИЕ ОТРЫВА ДИСЛОКАЦИИ

Величина напряжения, необходимого для отделения дислокации от дефектов, будет зависеть от числа и распределения дефектов на дислокации, а также от способа отделения. Рассмотрим отрыв краевой дислокации от блокирующих атомов углерода в железе. Подобное рассмотрение справедливо и для других систем, так как энергия взаимодействия для них выражается в такой же форме. Дальше приводится в значительной мере упрощенное решение, так как и здесь сделаны те же допущения, что и в разделе 10.3. Рассмотрим краевую дислокацию в кристалле, содержащем примесные ато-

мы, энергия взаимодействия для которых записывается в форме

$$U_{вз} = \frac{A \sin \theta}{r}. \quad (10.17)$$

На рис. 10.9 изображены эквипотенциальные поверхности энергии взаимодействия вокруг краевой дислокации

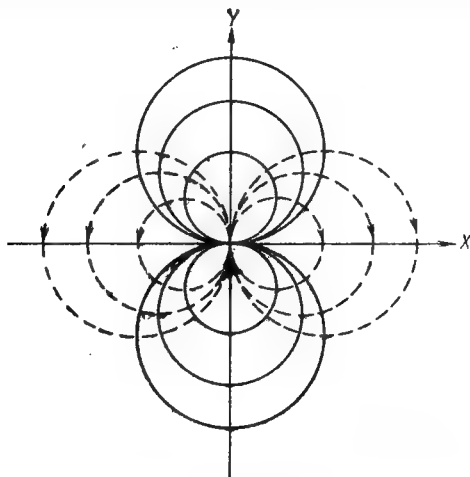


Рис. 10.9. Эквипотенциальные линии (сплошные) энергии упругого взаимодействия, рассчитанные по уравнению (10.17), между растворенными атомами и краевой дислокацией, лежащей вдоль оси  $z$  с вектором Бюргерса, параллельным оси  $x$ . Пунктиром показаны линии течения растворенных атомов, мигрирующих к дислокации [Cottrell and Bilby. Proc. Phys. Soc., A62, 49 (1949)].

ции. Если возможна диффузия дефектов, они стремятся понизить свою энергию, двигаясь в растянутую область, под лишней атомной полуплоскостью. Пунктирные линии на рис. 10.9 показывают линии течения дефектов. Эти линии перпендикулярны к линиям равной энергии и указывают путь, по которому дефекты движутся к дислокации, если нет диффузии в направлении, параллельном линии дислокации.



Диффундирующий в положение максимальной релаксации атом уменьшает взаимодействие между дислокацией и следующим дефектом. Для каждой концентрации дефектов в матрице имеется равновесное распределение их вокруг дислокации. Если концентрация выше критической, наблюдается два дополнительных эффекта: а) образование ряда атомов углерода и б) образование определенных частиц включений (рис. 10.10). Дальнейшее рассмотрение ограничим пунктом (а), так как этот процесс дает наибольшее блокирование дислокации.

Рассмотрим плотный ряд атомов углерода, лежащий в положении максимальной связи вблизи краевой дислокации, как показано на рис. 10.11. (Отметим, что число атомных мест в положении максимальной связи примерно равно плотности дислокаций  $N$ , поэтому концентрация атомов углерода, необходимая для образования плотных рядов на всех дислокациях, будет пропорциональна  $Nb^2$ , где  $b$  — межатомное расстояние. Взяв  $N=10^8$  дислокаций на  $1 \text{ см}^2$  и  $b=3 \cdot 10^{-8} \text{ см}$ , получим концентрацию атомов углерода всего лишь  $10^{-5}$  ат. %). Приложенное напряжение стремится оторвать дислокацию от ряда атомов углерода вдоль ее плоскости скольжения. По уравнению (10.17) энергия взаимодействия при смещении дислокации в плоскости скольжения на расстояние  $x$  от атомов углерода равна

$$U_{вз} = -\frac{Ar_0}{r^3} = -\frac{Ar_0}{x^2 + r_0^2}. \quad (10.18)$$

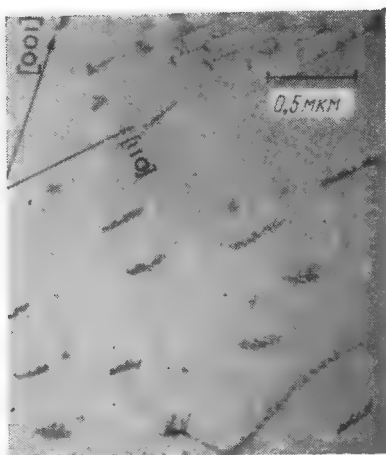


Рис. 10.10. Трансмиссионная электронная микрофотография частиц карбидного включения, образовавшихся на дислокациях в железе, полученная с помощью трансмиссионного электронного микроскопа. Частицы имеют форму пластинок, на фотографии виден только их край [Hull and Mogford. Phil. Mag., 6, 535 (1961)].

Сила, приходящаяся на одну атомную плоскость, пересекаемую дислокацией, необходимая для того, чтобы передвинуть дислокацию на расстояние  $x$ , равна

$$F_x = \frac{\partial U_x}{\partial x} = \frac{2Ar_0x}{(x^2 + r_0^2)^2}. \quad (10.19)$$

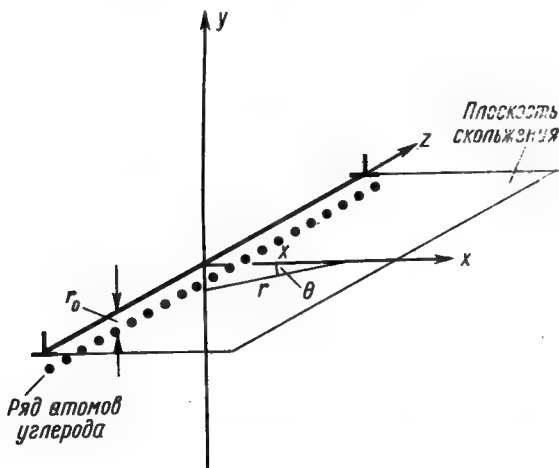


Рис. 10.11. Схема, представляющая ряд атомов углерода, лежащих в положениях максимальной связи в поле краевой дислокации. Приложенное сдвигающее напряжение отрывает дислокацию от атомов углерода, и она переходит в другое положение  $X$  в своей плоскости скольжения.

Это иллюстрирует рис. 10.12. Если продифференцировать это выражение и приравнять результат нулю, получим расстояние дислокации до ряда примесных атомов в случае максимальной величины силы  $F_x$ :

$$x = \frac{r_0}{\sqrt{3}}. \quad (10.20)$$

Соответствующая величина  $F_x$ , приходящаяся на атомную плоскость, равна

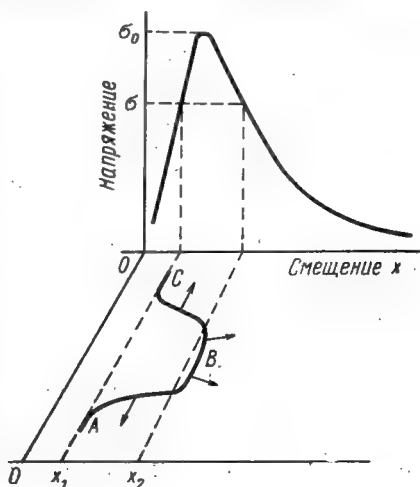
$$F_{x \text{ макс}} = \frac{3\sqrt{3}A}{8r_0^2}. \quad (10.21)$$

Критическое напряжение, приходящееся на единицу длины дислокации, необходимое для отделения дислокации от ряда атомов углерода, будет равно

$$\sigma_0 = \frac{3\sqrt{3}A}{8r_0^2 b^2} \quad (10.22)$$

Если подставить приемлемую величину  $A$ , получим, что  $\sigma_0$  близко к напряжению, соответствующему началу пластической деформации при температуре около  $0^\circ \text{K}$ .

Рис. 10.12. Отделение дислокации от ряда атомов углерода, осевших на ней. Вначале дислокация расположена вдоль линии  $x=0$ . Под влиянием приложенного напряжения она движется в положение стабильного равновесия  $x_1$ . Для того чтобы вырваться из примесной атмосферы, она должна достичь положения неустойчивого равновесия  $x_2$ . ABC — прогиб дислокации, образованный в результате термических флуктуаций в процессе вырывания [Cottrell, Properties of materials at High Rates of Strain, Inst. Mech. Eng., London (1957)].



Однако наблюдаемое напряжение уменьшается с повышением температуры. Это можно объяснить, если учесть при рассмотрении эффект термической активации (Коттрелл и Билби, 1949 г.).

Оценка напряжения, сделанная выше, основана на допущении, что дислокации остаются параллельными ряду атомов углерода по всей своей длине. Если же дислокационная линия изгибается, локальные термические флуктуации могут оторвать дислокацию от атомов углерода в результате образования петли на дислокационной линии, как показано на рис. 10.12. Стабильное положение дислокации в отсутствие напряжений соответствует линии  $0-0$ . Приложенное напряжение ( $\sigma < \sigma_0$ ) заставляет дислокацию двигаться к положению  $x_1$ , кото-

рое представляет собой положение устойчивого равновесия, так как напряжение взаимодействия и приложенное напряжение компенсируются. Положение  $x_2$  соответствует неустойчивому равновесию, так как в этом случае приложенное напряжение всегда превышает эффективное внутреннее напряжение, стремящееся вернуть дислокацию в ее первоначальное положение. Предположим, что петля вышла за линию  $x_2$ , тогда под влиянием приложенного напряжения она стремится расшириться и тянет за собой всю дислокацию.

Для образования такой петли нужна определенная энергия активации,  $U\left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)$ . По Коттреллу (1957 г.) эту энергию определяют следующие факторы:

а. Увеличение энергии взаимодействия между дислокацией и примесными атомами на единицу длины дислокации,  $U_{вз}(x_2) - U_{вз}(x_1)$ , вызванное передвижением петли из положения  $x_1$  в положение  $x_2$ , где  $x_2 - x_1 = L_2$ .

б. Работа, выполненная приложенным напряжением во время движения; если петля прямоугольная, она равна  $\sigma b L_1 L_2$ , где  $L_1$  — длина петли.

в. Изменение линейной энергии дислокации из-за увеличения ее длины за счет образования прогиба.

Коттрелл (1957 г.), в отличие от более ранних оценок энергии активации Коттрелла и Билби (1949 г.), Фишера (1955 г.) и других, предположил, что вклад линейной энергии пренебрежимо мал, так как главную роль в линейной энергии дислокации играет дальнотействующее поле напряжений. Поэтому

$$U(\sigma/\sigma_0) = [U_{вз}(x_2) - U_{вз}(x_1)] L_1 - \sigma b L_1 L_2. \quad (10.23)$$

Если взять для  $U_{вз}(x_1)$  и  $U_{вз}(x_2)$  приближение Коттрелла, то

$$U(\sigma/\sigma_0) = 0,9 \left(1 - \frac{\sigma}{\sigma_0}\right)^3. \quad (10.24)$$

Энергия активации начала скольжения в этом процессе будет, следовательно, уменьшаться с увеличением напряжения. Так как дополнительная энергия здесь — энергия тепловых колебаний, скорость образования прогибов будет равна

$$\dot{n} = n_s v \exp\left(-\frac{U(\sigma/\sigma_0)}{kT}\right), \quad (10.25)$$

где  $n_s$  — число возможных мест для образования прогиба;  $\nu$  — частота возможных флуктуаций. Временной интервал между попытками отрыва дислокации от примесной атмосферы будет равен  $\frac{1}{n} = \Delta t$ . Поэтому из уравнения (10.25)

$$\lg \Delta t = A + \frac{U(\sigma/\sigma_0)}{kT}, \quad (10.26)$$

где  $A$  — константа. Если пластическая деформация становится заметной после  $N$  попыток отрыва дислокации от примесной атмосферы, изменение напряжения течения, связанное с изменением температуры, можно записать в виде

$$\frac{U(\sigma/\sigma_0)}{kT} = \text{const} \quad (10.27)$$

и из уравнения (10.24)

$$\sigma = \sigma_0 - \text{const } T^{1/2}. \quad (10.28)$$

Поэтому напряжение течения быстро увеличивается с понижением температуры. Абсолютная величина таких напряжений, а также их влияние на предел текучести и напряжение течения кристаллов относятся к области предположений. Известно, что предел текучести объемно-центрированных кубических металлов очень чувствителен к температурным изменениям, особенно при низких температурах, но, как уже отмечалось, большой вклад в него вносит напряжение Пайерлса. Важное значение могут иметь и другие факторы, такие, как скорость движения дислокаций, скорость их размножения и взаимодействие примесей с движущимися дислокациями.

## 10.6. УПРОЧНЕНИЕ ЧАСТИЦАМИ ВЫДЕЛЕНИЯ

Если в матрице элемента  $A$  атомы элемента  $B$  образуют пересыщенный твердый раствор, они стремятся выделиться в металле-растворителе либо в виде частиц чистого элемента  $B$ , либо в виде частиц соединения элементов  $A$  и  $B$ . Образование второй фазы происходит путем зарождения и роста выделившихся частиц в результате диффузии. При низких температурах диффузия идет очень медленно, пересыщенный раствор находится

в состоянии переохлаждения. Примером может служить раствор углерода в железе, который упоминался в связи с блокированием дислокаций. Другой пример — раствор меди в алюминии. Часть фазовой диаграммы Cu—Al показана на рис. 10.13. Так, если нагреть сплав, содержащий 4% Cu, до 550°С, получится однородный твердый раствор.

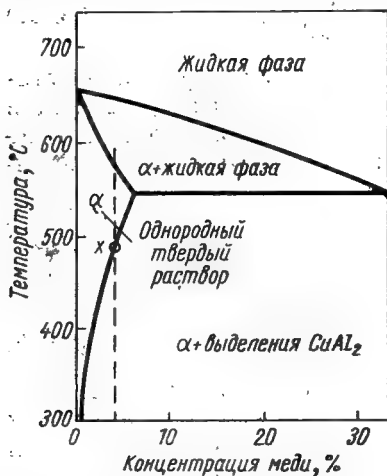


Рис. 10.13. Часть равновесной фазовой диаграммы Al—Cu.

Если затем сплав медленно охлаждать, в точке *х* начнет выпадать вторая фаза, при 20°С сплав содержит большие частицы CuAl<sub>2</sub> в матрице, богатой алюминием. В то время как при закалке с 550°С мы получим пересыщенный твердый раствор, при последующем нагреве, скажем до 150°С, атомы меди будут выпадать из раствора, образуя выделения, которые со временем изменяются по размеру, морфологии и составу. Общими для многих систем являются две основные формы выделений, когерентная и некогерентная.

На рис. 10.14 показано выделение (зона) с когерентной границей. Слой атомов *У* замещает атомы *Х* вдоль плоскости, обозначенной *р—q*. Так как атомы *У* (рис. 10.14, а) меньше атомов *Х*, в решетку вокруг пластинки будут внесены упругие искажения, подобные упругим искажениям вокруг отдельного растворенного атома. Упругие искажения вокруг когерентных и некогерентных выделений можно устранить двумя путями: а) образованием дислокаций в матрице, как описано в разделе 8.4, или формированием между фазами дислокационной границы, называемой *полукогерентной границей*; б) с помощью объемной диффузии; при этом межфазная граница обычно представляет собой большеугловую границу, следовательно, она является некогерентной границей.

Растворенные атомы замещения могут давать три основных эффекта упрочнения, которые связаны: а) с образованием твердого раствора замещения, б) с когерентными выделениями, или зонами и в) с некогерентными выделениями. В каждом из этих случаев движущаяся дислокация должна обходить или преодолевать барьеры. В пересыщенном твердом растворе распад

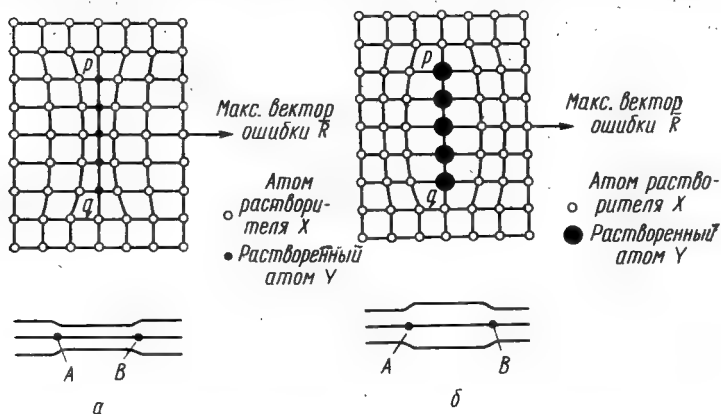


Рис. 10.14. Схема зон, дающих когерентные искажения:

а — внедренный атом  $Y$  — меньше атома матрицы  $X$ ; б — атом  $Y$  больше атома  $X$  (Thomas. *Electron microscopy and Strength of Crystals*, Interscience, 1963, p. 793).

происходит в последовательности а)→б)→в), при этом соответственно изменяется твердость сплава, как показано на рис. 10.15. После закалки раствор тверже, чем чистый металл, при отжиге или старении при  $150^\circ\text{C}$  твердость возрастает в результате образования когерентных зон (этот процесс является основой старения, например, в технических сплавах на алюминиевой основе). Наибольшая твердость при старении соответствует оптимальному размеру, распределению и когерентным искажениям выделений. При образовании больших полуккогерентных и некогерентных выделений твердость падает.

Интерпретацию упрочнения растворенными атомами и выделениями обычно основывают на теориях Мотта и Набарро (1948, 1952 г.). Предполагается, что сопротивление движению дислокаций возникает из-за упругого

поля искажений вокруг сферической частицы радиуса  $a$  (см. раздел 10.3), причем деформацию сдвига на расстоянии  $r$  можно записать как

$$\frac{\varepsilon a^3}{r^3} (r > a), \quad (10.29)$$

где  $\varepsilon$  — относительное изменение радиуса. Однако эта теория требует уточнения, связанного с учетом разницы упругих модулей выделений и матрицы, морфологии

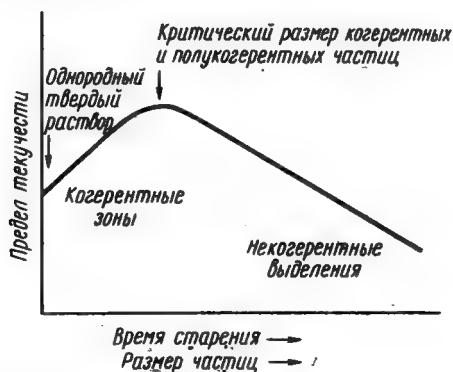


Рис. 10.15. Кривая изменения предела текучести при увеличении времени старения, типичная для стареющих алюминиевых сплавов.

частиц, точной природы когерентных искажений и способа, которым дислокация преодолевает или перерезает барьер. Все эти вопросы детально разобраны Келли и Никольсоном (1963 г.).

Рассмотрим прямолинейную дислокацию в растворе с беспорядочно распределенными атомами, расположенную, как показано на рис. 10.16. Когда дислокация находится вблизи растворенного атома, ее поле искажений будет взаимодействовать с полем искажений растворенного атома; в зависимости от знака дислокации, она будет притягиваться или отталкиваться. Если дислокация останется прямолинейной, то на нее не будут действовать силы, так как алгебраическая сумма энергий взаимодействия равна нулю, и поле искажений растворенных атомов не будет оказывать сопротивлений дис-



локации. В действительности линия дислокации изогнута, она огибает области с высокой энергией взаимодействия, занимая положение с минимальной энергией. Для данного локального напряжения вблизи растворенного атома или частицы максимальный радиус изгиба равен

$$R \approx \frac{Gb}{2\tau_0}.$$

Отсюда следует, что положение дислокации, а значит и тип взаимодействия будут зависеть от среднего расстояния  $\Lambda$  между частицами.

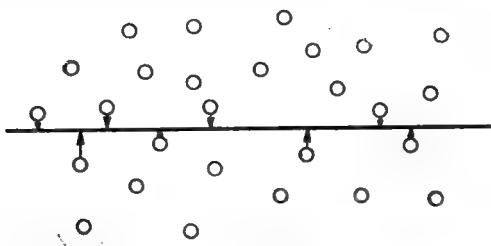


Рис. 10.16. Прямолинейная дислокация в кристалле с равномерно распределенными растворенными атомами.

Растворенные атомы могут существовать в кристалле в виде большого числа близко расположенных отдельных атомов или в виде относительно малого числа далеко удаленных частиц. В зависимости от размера и расстояния между частицами можно рассмотреть три случая.

**а. Мелкодисперсные частицы или отдельные растворенные атомы** (рис. 10.17, а). Длина волны внутреннего поля напряжений, т. е.  $\Lambda$ , очень мала, в случае отдельных атомов она равна  $b/c^{1/2}$ , где  $b$  — межатомное расстояние. Локальные поля напряжений не в состоянии изогнуть дислокацию вокруг отдельных частиц:

$$\Lambda \ll R. \quad (10.30)$$

Дислокация частично огибает поля искажений частичек и при данном скалывающем напряжении занимает положение, которому соответствует некоторая положительная энергия взаимодействия. Мотт и Набарро проделали два

расчета для напряжения течения  $\tau_0$ , просуммировав силы, действующие на дислокацию. Первый расчет дает

$$\tau_0 = G\epsilon^2 c. \quad (10.31)$$

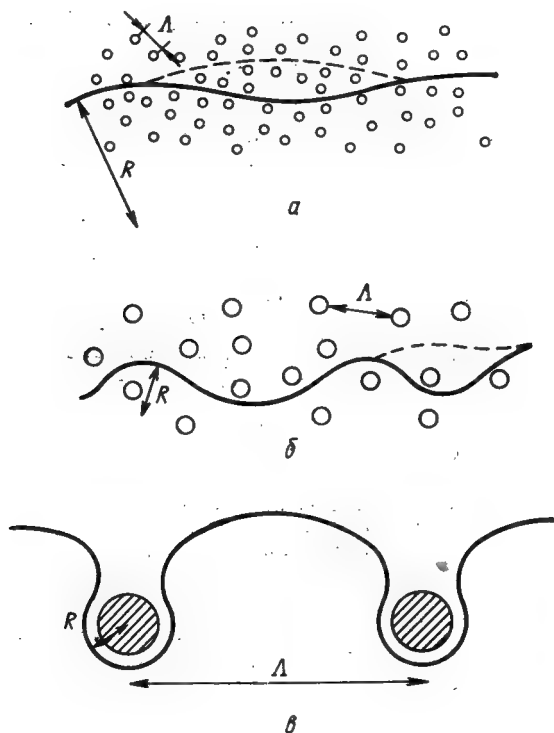


Рис. 10.17. Движение изогнутой дислокации в поле дисперсных препятствий. Кругами показаны области высокой энергии для дислокации, т. е. зоны, или выделения, вместе с их полем напряжений. Новое положение дислокации после единичного сдвига показано пунктирной линией:

$a$  — очень маленькие зоны или отдельные растворенные атомы,  $\Lambda \ll R$ ;  $б$  — частицы промежуточного размера,  $\Lambda \sim R$ ;  $в$  — большие выделения,  $\Lambda \gg R$ : вокруг выделений образуются петли дислокаций.

Этот результат находится в согласии с некоторыми экспериментальными данными. Более поздняя оценка дала

$$\tau_0 = 2,5 G \epsilon^{2/3} c \quad (10.32)$$

для значений концентрации  $c$ , лежащих между  $10^{-2}$  и  $10^{-3}$  (Коттрелл, 1953 г.). Оба отношения предполагают, что упрочнение твердого раствора прямо пропорционально концентрации раствора, это согласуется со многими экспериментальными результатами. Есть некоторые расхождения между предсказанными величинами  $\tau_0$  и величинами, полученными из эксперимента, это обстоятельство подчеркивалось Хонекомбом (1961 г.) и Мак Леаном (1962 г.).

**б. Когерентные и полукогерентные частицы с расстоянием около  $100 \text{ \AA}$  между ними.** Дислокация может изгибаться вокруг частиц, как это показано на рис. 10,17, б, при этом

$$\Lambda \simeq R. \quad (10.33)$$

Образованные петли дислокаций могут двигаться независимо друг от друга. Скольжение происходит таким образом, что каждая дислокационная петля преодолевает взаимодействие частицы. Обычно предполагают, что эта энергия полностью связана с полем упругих искажений, но почти наверняка важный вклад вносит работа по «перерезанию» частицы дислокацией, так как при этом образуются новые межфазные границы.

Если пренебречь работой по «перерезанию» частицы, можно рассматривать напряжение течения как среднее внутреннее напряжение. По Мотту и Набарро оно равно

$$\tau_0 = 2G\epsilon c \quad (10.34)$$

и не зависит от расстояния  $\Lambda$  между частицами, если применима описанная модель. Когда кристалл находится при таких условиях, его твердость максимальна (см. рис. 10.15). Критическое расстояние между частицами можно получить из уравнения (4.21). Так как

$$\Lambda = \frac{Gb}{2\tau_0}, \quad (10.35)$$

то, подставляя значение  $\tau_0$  из уравнения (10.34); получим

$$\Lambda_K \simeq \frac{b}{4\epsilon c}. \quad (10.36)$$

Взяв  $\epsilon=0,2$ ,  $c\Lambda_K \simeq 0,02$ , получим  $\Lambda_K \simeq 60 b$ .

**в. Большие грубодисперсные частицы.** Типичные перестаренные сплавы (рис. 10.17, в). Среднее расстояние между частицами здесь гораздо больше, чем предельный радиус дислокации, т. е.

$$\Lambda \gg R. \quad (10.37)$$

Кристалл мягкий, дислокация может изгибаться между частицами. Напряжение течения (Орован, 1947 г.) представляет собой напряжение, необходимое для того, чтобы изогнуть дислокацию до радиуса  $\frac{1}{2} \Lambda$ , т. е.

$$\tau \simeq \frac{Gb}{\Lambda}. \quad (10.38)$$

Каждая дислокация огибает включение, оставляя за собой дислокационную петлю, как показано на рисунке. Это приводит к увеличению напряжения течения с ростом деформации в результате напряжения обратного знака, возникающего в результате появления дислокационных колец вокруг включения.

## 10.7. УПРОЧНЕНИЕ ПРИ УПОРЯДОЧЕНИИ

Упрочнение в твердом растворе обычно рассматривают для случая полностью неупорядоченного твердого раствора одного элемента в другом. Когда существует преимущественное расположение атомов (ближний или дальний порядок), это приводит к дополнительному упрочнению. Рассмотрим коротко некоторые эффекты, связанные с упрочнением в упорядоченных системах.

**а. Упрочнение при ближнем порядке** (Фишер, 1954 г.). Ближним порядком называют состояние, которое характеризуется определенной закономерностью расположения атомов в ближайшем соседстве. Любая дислокация в кристалле сплава с ближним порядком будет находиться в состоянии устойчивого равновесия при нулевом напряжении, так как движение дислокации нарушает ближний порядок вдоль плоскости скольжения, приближая расположение атомов к хаотическому, что повышает энергию сплава. При движении дислокации потребуются дополнительное напряжение, так как образование границы порядок — беспорядок связано с повышением энергии. Если  $\gamma$  — энергия границы разупорядоченной области, ра-

бота, произведенная скалывающим напряжением  $\tau$  при движении единицы длины дислокации с вектором Бюргерса  $b$  на единичное расстояние, будет равна

$$\gamma = \tau b,$$

откуда

$$\tau = \frac{\gamma}{b}. \quad (10.39)$$

Взяв для латуни (70% Cu — 30% Zn)  $\gamma \approx 10 \text{ эрг/см}^2$ , получим значение критического напряжения  $\tau$  около  $5 \cdot 10^8 \text{ дин/см}^2$ , что близко к наблюдаемому напряжению течения. Такое совпадение указывает, что данный механизм в этом случае составляет, по-видимому, основу процесса движения дислокации. Прохождение второй дислокации в той же плоскости скольжения восстанавливает локальный порядок. Но в общем случае движение дислокаций нарушает ближний порядок, уменьшая тем самым упрочнение кристалла, связанное с упорядочением.

**6. Упрочнение, связанное с границами антифазных доменов** (Коттрелл, 1954 г., Ардлей, 1955 г.). Рентгеновское и электронно-микроскопическое изучение показывает, что в сплавах с дальним порядком, таких, как  $\text{Cu}_3\text{Au}$ , упорядоченные области зарождаются хаотически и растут до тех пор, пока домены не сомкнутся. При встрече они формируют границы антифазных доменов, как показано на рис. 10.18, а. Размер доменов зависит от природы сплава и термической обработки. На антифазной границе образуется большое число связей типа  $AA$ ,  $BB$ , поэтому она имеет высокую энергию. Рассмотрим плоскость скольжения, пересекающую антифазные границы. Такое скольжение (рис. 10.18, б) будет приводить к образованию дополнительных антифазных границ, следовательно, для движения дислокации в плоскости скольжения будет необходимо более высокое напряжение. Согласно Коттреллу необходимое напряжение будет равно

$$\tau = \frac{\gamma}{l} \left( 1 - \frac{3t}{l} \right), \quad (10.40)$$

где  $\gamma$  — поверхностная энергия доменной границы;  $l$  — размер домена;  $t$  — ширина границы. Взяв  $\gamma \approx 100 \text{ эрг/см}^2$

и  $t = 4 \cdot 10^{-8}$  см, получим максимальную величину  $\tau \approx 2 \cdot 10^8$  дин/см<sup>2</sup>, если размер домена приблизительно равен  $2,5 \cdot 10^{-7}$  см. Когда величина  $l$  возрастает до  $1 \cdot 10^{-6}$  см,  $\tau < 1 \cdot 10^8$  дин/см<sup>2</sup>. Поэтому упорядочение, связанное с границами антифазных доменов, имеет значение только для сплавов с очень малыми доменами.

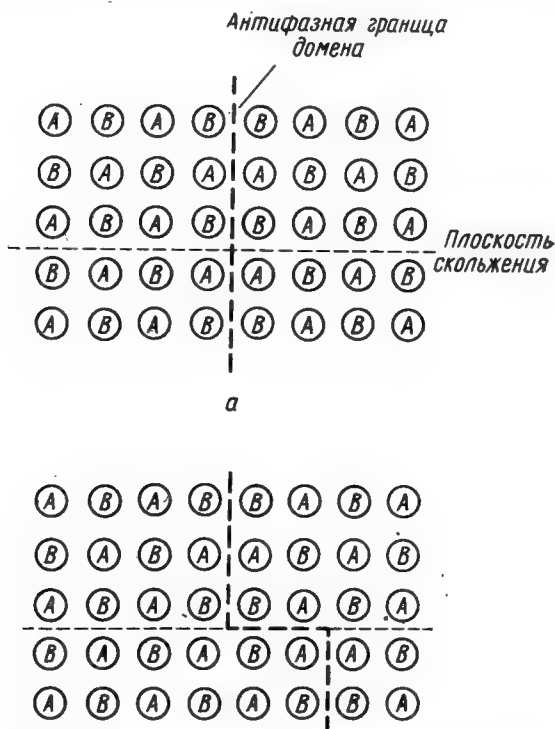


Рис. 10.18. Плоскость скольжения, пересекающая доменную антифазную границу. Сдвиг дислокации приводит к увеличению общей длины антифазной границы.

**в. Упрочнение, связанное с дальним порядком, в отсутствие границ антифазных доменов** (Броун, 1959 г.). В разделе 6.6 показано, что единичная дислокация, приводящая к образованию границы антифазного домена, как правило, должна быть связана со второй единичной дислокацией, которая при своем движении уничтожает

образованную первой дислокацией границу с высокой энергией. Такая пара дислокаций называется *сверхструктурной дислокацией*. Если обе дислокации движутся в одной и той же плоскости скольжения, на первый взгляд может показаться, что движение сверхструктурной дислокации не требует дополнительного напряжения. Рассмотрим рис. 10.19. Первоначальное положение дислокации —  $AB$ , две компоненты дислокации разделены границей антифазного домена. Когда дисло-



Рис. 10.19. Движение спаренных дислокаций (сверхструктурной дислокации).  $AB$  — положение до скольжения;  $A'B'$  — положение после скольжения.

кация движется в положение  $A'B'$ , образуется новая антифазная граница длиной  $BB'$ , а отрезок границы длиной  $AA'$  уничтожается. Дополнительное напряжение, необходимое для скольжения, равно

$$\tau = \frac{\gamma_{BB'} - \gamma_{AA'}}{2b}, \quad (10.41)$$

где  $\gamma_{BB'}$  и  $\gamma_{AA'}$  — поверхностные энергии, связанные со скольжением ведущей и ведомой дислокации соответственно. Если предположить, что  $\gamma_{BB'} = \gamma_{AA'}$ , тогда для движения дислокации не требуется дополнительного напряжения. Тем не менее Броун показал, что антифазная граница, образованная при скольжении в отсутствие диффузии, значительно отличается от антифазной границы, сформировавшейся при термообработке, кроме случаев, когда равновесная степень порядка равна единице или нулю. Таким образом, в общем случае  $\gamma_{BB'} \neq \gamma_{AA'}$ , и для движения дислокации необходимо дополнительное напряжение.

г. Упрочнение, связанное с «динамическим» упорядочением (Шоек и Зегер, 1959 г., Сноек, 1941 г.). Наиболее яркий пример подобного процесса (его иногда называют упорядочением Сноека) можно наблюдать в объемно-центрированных кубических переходных металлах, со-

держащих примеси внедрения, такие, как углерод, азот и кислород.

В разделе 10.3 было показано, что внедренные атомы углерода в железе образуют локальные тетрагональные искажения. Существует три типа возможных мест для внедрения, которые дают тетрагональные искажения в трех взаимно перпендикулярных направлениях. Если внешнее напряжение отсутствует, внедренные атомы могут с равной вероятностью занимать все три типа мест, при этом тетрагональность не проявляется. Однако, если приложить напряжение, некоторые места становятся более благоприятными и энергия взаимодействия будет зависеть от направления тетрагональных искажений.

Если возможна диффузия внедренных атомов, они устремляются к местам с более низкой энергией. Для этого процесса не требуется дальнедействующей диффузии, так как достаточно перемещение на расстояние меньше одного межатомного расстояния. Подобное перераспределение внедренных атомов будет происходить и в поле напряжений дислокации, что приводит к понижению общей энергии системы. Поэтому для движения дислокации потребуется дополнительное напряжение.

Данный процесс блокирования отличается от процессов, описанных в разделах 10.3 и 10.4, по скорости. Возможно, при движении дислокации этот быстрый процесс «динамического» упорядочения совершается непрерывно, так что дислокация всегда тормозится. Следует, однако, помнить, что такое торможение возможно только в том случае, когда скорость дислокации и температура системы позволяют подобное перераспределение внедренных атомов.



## Глава 11

### УПРОЧНЕНИЕ С ПОМОЩЬЮ ДИСЛОКАЦИЙ

#### 11.1. ВВЕДЕНИЕ

Примеры, приведенные в разделе 8.1, иллюстрируют тот факт, что для объяснения пластической деформации следует предположить размножение дислокаций. Новые дислокации, появившиеся в процессе деформации, вносят вклад в упрочнение кристалла, вызванное взаимодействием дислокаций, поэтому кристалл быстро упрочняется при деформировании. Этот процесс носит название *деформационного упрочнения*. Различные теории деформационного упрочнения пытаются в рамках теории дислокаций дать объяснение наблюдаемому ходу зависимости напряжение — деформация. Уже предложено большое число теорий, и появляются все новые, по мере накопления экспериментальных данных и теоретических оценок. Большинство работ выполнено на гранецентрированных кубических металлах, в частности, много раз исследовалась кривая деформационного упрочнения для монокристаллов гранецентрированных металлов.

Для того чтобы предсказать ход деформационного упрочнения, важно знать, как изменяются в процессе пластической деформации плотность и распределение дислокаций. Электронномикроскопические наблюдения на тонких фольгах, выполненные в последние несколько лет, показывают, что эти параметры зависят от таких свойств материала, как кристаллическая структура, энергия дефектов упаковки, а также от температуры и скорости деформации. Поэтому не удивительно, что единой теории деформационного упрочнения не существует. Более того, есть существенные различия даже в теориях, относящихся к конкретным кристаллическим структурам. Поэтому попытка сделать критический об-

зор множества теорий, развитых даже в последние пять лет, вряд ли принесла бы пользу. Предполагается выделить принципиальные особенности деформационного упрочнения, а также рассмотреть тот вклад, который вносят в упрочнение кристаллов дислокации. Эти сведения могут служить основой для более детального изучения особенностей конкретных моделей, упомянутых в библиографии.

## 11.2. ТИПИЧНЫЕ КРИВЫЕ ДЕФОРМАЦИОННОГО УПРОЧНЕНИЯ

На рис. 11.1—11.4 представлена серия типичных кривых деформационного упрочнения, наблюдавшихся в эксперименте. Используя эти кривые, удобно рассмотреть некоторые особенности деформационного упрочнения.

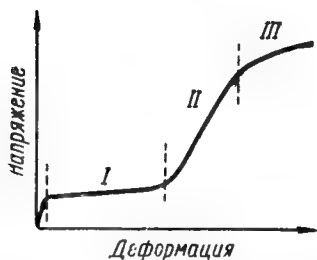


Рис. 11.1. Кривая деформационного упрочнения, типичная для гранецентрированных кубических монокристаллов.

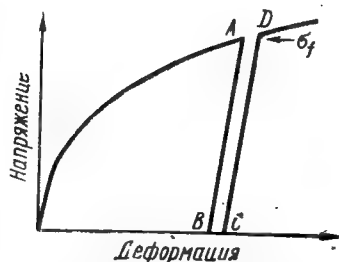


Рис. 11.2. Кривая деформационного упрочнения, типичная для поликристаллических образцов с гранецентрированной кубической решеткой. Испытание было прервано в точке A, напряжение упало до нуля. При продолжении испытания пластическое течение началось в точке D.

На рис. 11.1 представлена кривая, типичная для монокристалла с гранецентрированной кубической решеткой. Эту кривую можно разбить на три части: I — стадия легкого скольжения, II — стадия линейного упрочнения, III — упрочнение происходит примерно по параболическому закону. Многими экспериментами установлено, что продолжительность первой стадии и начало

третьей чувствительны к температуре, составу, а также зависят от размеров кристалла (Зегер, 1957 г.). Стадия II не зависит от этих параметров, а модуль упрочнения на этой стадии имеет величину от  $\frac{G}{200}$  до  $\frac{G}{400}$ . Поликристаллические гранецентрированные кубические металлы (рис. 11.2) не имеют стадии легкого скольжения,

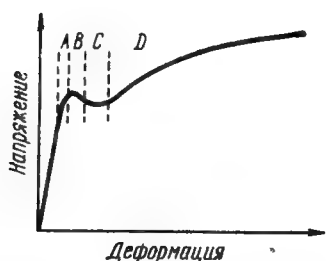


Рис. 11.3. Кривая деформационного упрочнения, типичная для объемноцентрированных кубических монокристаллов.

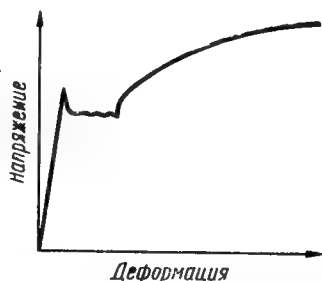


Рис. 11.4. Кривая деформационного упрочнения, типичная для поликристаллических образцов с объемноцентрированной кубической решеткой.

деформационное упрочнение этих кристаллов происходит подобно упрочнению монокристаллов на стадии III.

Кривая на рис. 11.3 типична для монокристаллов с объемноцентрированной кубической решеткой, ее можно разбить на четыре стадии: *A* — микродеформация до предела текучести, *B* — зуб текучести, *C* — распространение течения, *D* — однородное упрочнение. Форма кривой деформационного упрочнения чувствительна к ориентации кристалла, к составу, температуре и скорости деформации. Подобные кривые получены и для поликристаллических образцов с объемноцентрированной кубической решеткой (рис. 11.4), но зуб текучести здесь обычно гораздо острее, и макроскопическая деформация при распространении течения кое в чем отличается. Кривые деформационного упрочнения поликристаллических образцов зависят также от размера зерна.

При определенных условиях на монокристаллах и поликристаллических образцах с гранецентрированной кубической решеткой также получают кривые, подобные

кривым на рис. 11.3 и 11.4, например, после введения специальных легирующих добавок или после облучения образцов частицами высоких энергий. Кривые деформационного упрочнения плотноупакованных гексагональных монокристаллов подобны первой стадии кривых гранецентрированных кубических кристаллов с малой скоростью деформационного упрочнения. Хотя с первого взгляда представленные кривые напряжение — деформация имеют мало общего, в действительности они во многом подобны.

**А. Начало течения.** Существуют определенные напряжения, при которых начинается пластическая деформация. Как уже указывалось в гл. 10; это напряжение чувствительно к характеристикам образца и к условиям испытания. Эффективное напряжение, действующее на дислокации, должно быть достаточным для преодоления внутренних напряжений, препятствующих их движению.

**В. Зуб текучести.** Как показано в разделе 11.3, это резкое нарушение монотонного хода кривой связано с характеристиками машины и образца. Зуб появляется потому, что средняя скорость деформации образца, обусловленная движением дислокаций, больше скорости деформации, задаваемой машиной.

**С. Легкое скольжение, или распространение течения.** Эта стадия с малой скоростью деформационного упрочнения имеется в начальной части всех кривых, кроме кривой рис. 11.2.

Поведение поликристаллических образцов объемноцентрированных кубических металлов на этой стадии деформации хорошо известно (рис. 11.5). Зона пластической деформации, зародившаяся в изолированном зерне, быстро распространяется на некоторую локализованную область образца. Эта зона деформации называется *полосой Людерса*, граница между полосой Людерса и недеформированной частью кристалла называется *фронтом Людерса*. Фронт Людерса распространяется в образце с приблизительно постоянной скоростью, пока весь образец не окажется деформированным. В этом случае состояние деформации и распределение дислокаций примерно однородно для всего образца. В большинстве образцов формируется не одна, а несколько полос Людерса, они распространяются навстречу друг другу.

В монокристаллах пластическая деформация распространяется не так однородно. Деформирование начинается образованием тонких линий скольжения, которые расширяются в полосы, их число растет, и они распространяются до тех пор, пока полностью не покроют весь кристалл. Полосы могут распространяться подобно

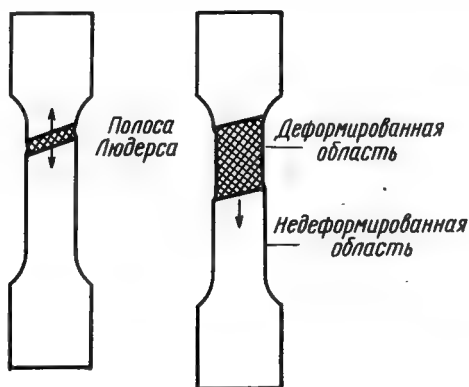


Рис. 11.5. Распространение полосы Людерса в поликристаллических объемноцентрированных кубических металлах.

зоне в поликристаллических образцах, это подобие выступает особенно явно в тех случаях, когда на кривой деформационного упрочнения имеется острый зуб текучести.

Гранецентрированные кубические монокристаллы, имеющие зуб текучести, деформируются подобно объемноцентрированным кубическим монокристаллам. Однако в общем случае деформация на стадии легкого скольжения в гранецентрированных кубических и в гексагональных плотноупакованных кристаллах гораздо более однородна. Многочисленные тонкие линии скольжения образуются одновременно, в результате распределения дислокаций приблизительно однородно по всему кристаллу.

**Д. Однородное деформационное упрочнение.** Некоторое деформационное упрочнение происходит на стадии легкого скольжения или распространения течения,

в частности, это относится к кристаллам, имеющим зуб текучести. Но, как показано выше, это связано с неоднородной деформацией, которую трудно зафиксировать. Сильное упрочнение после стадии легкого скольжения или распространения полос Людерса связано с однородной деформацией.

Для большинства материалов, в частности для металлов, характерно следующее явление, наблюдаемое в процессе пластической деформации. Если образец продеформировали, а затем сняли напряжение, то при повторном нагружении пластическая деформация вновь начнется только тогда, когда будет достигнуто напряжение, при котором образец был разгружен, а при меньших напряжениях образец деформируется упруго. Это указывает на то обстоятельство, что движение дислокаций, участвующих в пластической деформации, практически необратимо.

### 11.3. ПЛАСТИЧЕСКИЕ ИСКАЖЕНИЯ И ЗУБ ТЕКУЧЕСТИ

В этом разделе рассматривается связь пластической деформации и движения дислокаций, а также нестабильность пластической деформации, приводящая к появлению зуба текучести. Рассмотрим кристалл (рис. 11.6), содержащий краевые дислокации, которые в процессе своего движения сквозь кристалл прошли разные расстояния (Гилман, 1961). Общее смещение верхней части кристалла по отношению к нижней равно  $\Delta$ . Каждой дислокации соответствует малое смещение  $\delta_i$ . Когда дислокация полностью проходит кристалл, это дает смещение, равное  $b$ .

Так как  $b$  очень мало по сравнению с  $L$  или  $h$ , смещение  $\delta_i$ , соответствующее дислокации в положении, промежуточном между  $x_i=0$  и  $x_i=L$ , можно считать пропорциональным  $x_i/L$ . Поэтому

$$\delta_i = \frac{x_i b}{L}. \quad (11.1)$$

Тогда

$$\Delta = \sum \delta_i = \frac{b}{L} \sum_1^N x_i, \quad (11.2)$$

где  $N$  — общее число движущихся дислокаций. Макроскопическую деформацию сдвига  $\varepsilon$  можно выразить как

$$\varepsilon = \frac{\Delta}{h} = \frac{b}{hL} \sum_1^N x_i. \quad (11.3)$$

Эту сумму можно приравнять произведению числа движущихся дислокаций  $N$  на среднее расстояние  $\bar{x}$ , про-

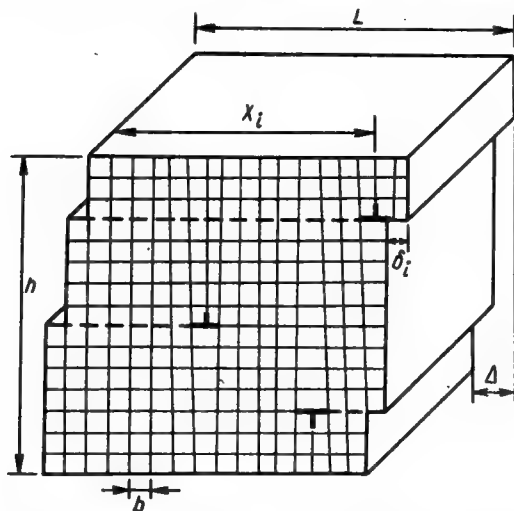


Рис. 11.6. Деформация, вызванная движением дислокаций (Gilman, Mechanical behavior of materials at elevated temperatures, Mc Graw-Hill, 1961).

ходимое ими. Так как  $h$  и  $L$  равны единице (мы рассматриваем единичный куб), можно написать

$$\varepsilon = bN\bar{x}. \quad (11.4)$$

Скорость деформации будет равна

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \dot{\varepsilon} = bN\bar{v}, \quad (11.5)$$

где  $\bar{v}$  — средняя скорость движения дислокации. Подобные аргументы справедливы и для винтовых дислокаций. Для дислокационных петель макроскопическая

деформация пропорциональна площади, описываемой петлей,  $\varepsilon = bA$ . Если имеется  $N$  петель:

$$\varepsilon = bNA_s \quad (11.6)$$

По аналогии

$$\dot{\varepsilon} = b(N_v \bar{v}_v + N_k \bar{v}_k), \quad (11.7)$$

где индексами «в» и «к» обозначены величины, соответствующие чисто винтовым и чисто краевым компонентам.

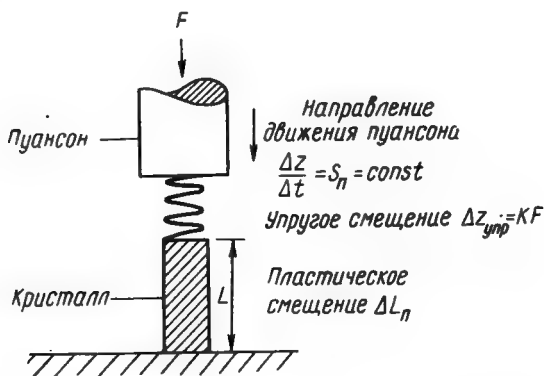


Рис. 11.7. Схема машины для испытания на сжатие. Пружина представляет упругую деформацию в узлах машины и кристалле [Jonston and Gilman, J. Appl. Phys., 30, 129 (1959)].

На измерения при построении кривой деформационного упрочнения существенно влияет взаимодействие образца и машины, на которой проводятся испытания. Поэтому при интерпретации результатов приходится принимать во внимание характеристики машины. На рис. 11.7, согласно методу Гилмана и Джонстона (1959 г.), приведена схема деформации образца путем сжатия. Упругость машины и образца представлена воображаемой пружиной. Пуансон движется с постоянной скоростью  $S_n$ , приводя к упругому смещению пружины  $\Delta Z_{упр} = KF$ , где  $F$  — приложенная сила, а  $K$  — константа



пружины, пластическое смещение для образца равно  $\Delta L_{\pi}$ . Тогда смещение пуансона будет

$$\Delta Z = S_{\pi} t = \Delta Z_{\text{упр}} + \Delta L_{\pi}. \quad (11.8)$$

Пластическая деформация образца равна

$$\epsilon = \frac{L_{\pi}}{L_0} = \frac{S_{\pi} t - K F}{L_0}, \quad (11.9)$$

а скорость пластической деформации

$$\dot{\epsilon} = \frac{S_{\pi} - K \frac{dF}{dt}}{L_0}. \quad (11.10)$$

Приравняем (11.10) и (11.5) и примем за эффективное напряжение сдвига  $F/2A$ , где  $A$  — площадь поперечного сечения образца, тогда

$$\frac{d\tau}{dt} = \frac{S_{\pi} - L_0 b N \bar{v}}{2AK}. \quad (11.11)$$

Так как  $S_{\pi} = dZ/dt$

$$\frac{d\tau}{dZ} = \frac{1}{2AK} \left( 1 - \frac{L_0 b N \bar{v}}{S_{\pi}} \right). \quad (11.12)$$

Таким образом, измеряемая скорость упрочнения  $d\tau/dz$  определяется упругими свойствами машины и скоростью деформации образца.  $N$  и  $\bar{v}$  изменяются в процессе деформации, и, для того чтобы предсказать форму кривой деформационного упрочнения, необходимо знание этих изменений. Такие сведения есть только для отдельных случаев. Для того чтобы выяснить особенности, сопровождающие появление зуба текучести, рассмотрим детально один пример.

Джонстон и Гилман (1959 г.) наблюдали для ранних стадий деформации кристаллов фтористого лития, что плотность дислокаций, определенная по ямкам травления, связана с деформацией следующим отношением:

$$n \approx 10^9 \epsilon, \quad (11.13)$$

где  $n$  — общая плотность дислокаций. Если взять  $n = N$  (плотность движущихся дислокаций), то, используя уравнение (3.3) для изменений  $\bar{v}$  с напряжением, при

подсчете  $d\tau/dZ$  в разных точках ( $\tau$ ,  $Z$ ) мы получим кривые, изображенные на рис. 11.8.

Линия  $OE$  соответствует случаю, когда нет движения дислокаций [ $bN\bar{v}=0$  в уравнение (11.12)]. В этом случае мы находимся в упругой области и  $d\tau/dZ = 1/2 AK$ . Остальные кривые соответствуют кристаллам с различной начальной плотностью дислокаций, они показывают, что при низкой начальной плотности дисло-

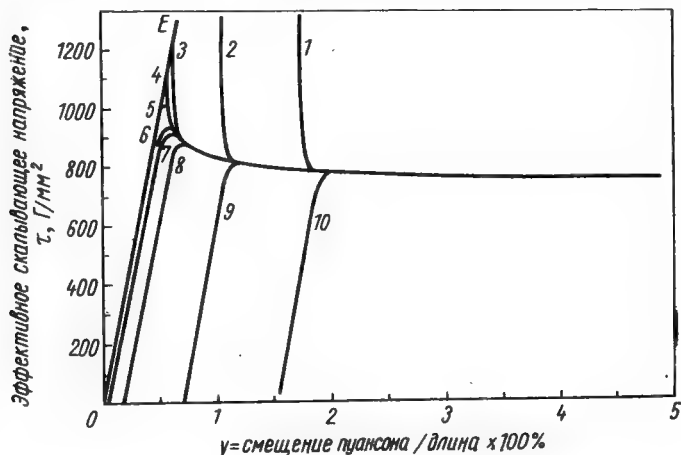


Рис. 11.8. Серия деформационных кривых, подсчитанная по данным о плотностях дислокаций и их скорости [Jonston and Gilman, J. Appl. Phys., 30, 129 (1959)].

каций получается острый зуб текучести, при высокой начальной плотности дислокаций зуб текучести очень мал. Смещение кривых от начала координат при  $\tau=0$  не существенно.

Оказалось, что экспериментальные кривые хорошо согласуются с этими расчетными кривыми. Поэтому появление зуба текучести можно интерпретировать следующим образом. Предположим, что мы деформируем кристалл с достаточно низкой плотностью дислокаций, которые могут свободно скользить, причем скорость деформации примерно постоянна (уравнение 11.10). При малых напряжениях дислокации не могут двигаться достаточно быстро, чтобы обеспечить необходимую дефор-

мацию образца (уравнение 11.5), поэтому напряжение растет. Так как напряжение увеличивается, дислокации быстро размножаются, кроме того, они движутся быстрее. Напряжение перестает увеличиваться,  $d\tau/dZ=0$ , когда  $bN\bar{v}=S_{II}/L_0$  (уравнение 11.12), т. е. скорость деформации кристалла равна задаваемой скорости деформирования.

Тем не менее с ростом напряжения размножение дислокаций продолжается, дислокаций оказывается более чем достаточно, и  $bN\bar{v} > S_{II}/L_0$ . Поэтому напряжение падает до тех пор, пока движение дислокаций не замедлится настолько, что скорость деформации кристалла снова станет равной заданной скорости деформирования.

Для появления зуба текучести необходимо выполнение трех условий: 1) начальная плотность дислокаций должна быть мала; 2) при увеличении напряжения скорость дислокаций не должна возрастать слишком резко; 3) дислокации должны быстро размножаться. Первое и наиболее важное условие легко удовлетворяется при блокировании дислокаций одним из способов, описанных в гл. 10. Во фтористом литии, а также в объемноцентрированных кубических металлах блокирование дислокаций осуществляется путем взаимодействия с атомами примесей. В гранецентрированных кубических металлах механизм блокирования связан с легированием, а также с облучением частицами высоких энергий.

В монокристаллах процесс течения начинается с формирования нескольких изолированных полос скольжения, вероятно, в области локальной концентрации напряжений, причем движущиеся дислокации появляются при освобождении заблокированных дислокаций или при зарождении новых. Дислокации могут размножаться путем многократного поперечного скольжения или механизма Франка — Рида, при этом расширяются существующие полосы скольжения или появляются новые. В большинстве монокристаллов скорость размножения не очень велика и зуб текучести достаточно мал. Однако в некоторых случаях бывает и очень большой зуб текучести.

Наиболее явный эффект получается в кристаллах, называемых «усами». Это очень маленькие кристаллы

диаметром около 1 мкм, причем такие кристаллы можно получить почти свободными от дислокаций. На рис. 11.9 показана кривая деформационного упрочнения для медных «усов». Максимальное напряжение  $\tau_{\text{макс}}$  здесь близко к теоретической прочности. Для этих кристаллов характерно гомогенное зарождение дислокаций.



Рис. 11.9. Кривая деформационного упрочнения «усов» меди (Бреннер, 1958 г.).

Однако, если дислокации здесь уже образовались, они размножаются очень быстро и напряжение падает до обычной величины.

В поликристаллических образцах микродеформация до предела текучести происходит в отдельных зернах. Это связано с тем, что границы зерен представляют собой барьеры, препятствующие скольжению. Обычно предполагают,

что скольжение зарождается в локальных областях с высокой концентрацией напряжений, таких, как небольшие включения или тройные стыки границ зерен, причем сначала процесс начинается в благоприятно ориентированных зернах.

Рассмотрим зерно, в котором началось скольжение. Дислокации, сгруппированные в узкую полосу, распространяются, пока не встретят границу зерна. Если напряжение растет, будет достигнута стадия, при которой напряжение у края полосы скольжения вблизи границы зерна окажется достаточным для того, чтобы вызвать скольжение в следующем зерне, как показано на рис. 11.10.

Для простоты предположим, что дислокации имеют чисто краевой характер и лежат в одной плоскости скольжения. (В действительности дислокации имеют смешанный характер и могут располагаться в разных плоскостях скольжения.) Конфигурация, изображенная на рис. 11.10, называется *скоплением* дислокаций. В соседнем зерне свободные дислокации появляются либо в результате их зарождения в приграничной области

кристалла, либо в процессе разблокирования уже существующих в кристалле дислокаций под действием концентрации напряжений в голове скопления. Новая полоса скольжения сама может вызвать скольжение в следующем зерне, таким образом, при некотором критическом напряжении процесс быстро распространяется по

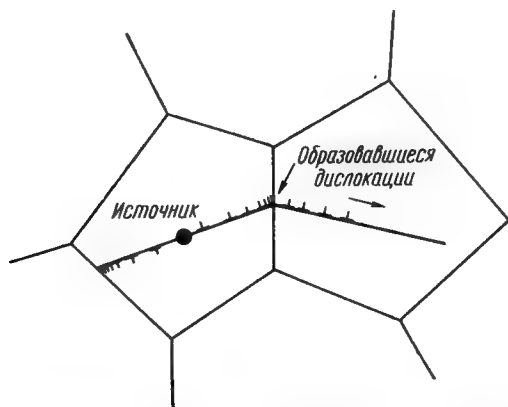


Рис. 11.10. Распространение процесса скольжения из одного зерна в соседнее. Дислокационные источники в новом зерне, близкие к границе, активируются полем напряжений дислокационного скопления.

всему образцу. Данный процесс включает очень быстрое размножение дислокаций и может приводить к резко выраженному зубу текучести.

В чистых монокристаллах и в поликристаллических образцах гранецентрированных кубических металлов зуб текучести не наблюдается, так как начальная плотность свободных дислокаций в этом случае высока, кроме того, при повышении напряжения скорость дислокаций возрастает очень быстро.

#### 11.4. ТЕОРИЯ ПЛАСТИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ

Напряжение, при котором начинается пластическое течение, называется *напряжением течения* (см. раздел 10.1). В хорошо отожженных монокристаллах напряжение течения равно эффективному критическому

скалывающему напряжению, но в более общем смысле оно соответствует точке  $D$  на рис. 11.2. Для любого данного состояния пластической деформации существует критическое напряжение  $\sigma_f$  (соответствует  $\tau_{кр}$ ), необходимое для продолжения деформации. Так как деформация осуществляется в результате движения дислокаций, критическое напряжение можно определить как напряжение, необходимое для проталкивания дислокации сквозь остальные дислокации. Обычно принимают, что напряжение течения состоит из компоненты  $\tau_G$ , независимой от температуры, если не считать изменения модуля упругости с температурой, и компоненты  $\tau_S$ , возрастающей при повышении температуры:

$$\tau = \tau_G + \tau_S. \quad (11.14)$$

Особенности распределения дислокаций, приводящие к такому виду напряжения  $\tau$ , обсуждаются далее в этом разделе.

Напряжение течения меняется при изменении температуры и скорости деформации в зависимости от вида препятствий, присутствующих в материале. Здесь приводится простой анализ (Зегер, 1957 г.), иллюстрирующий изменение напряжения течения с температурой. Рассмотрим кристалл в некоторой точке процесса деформации, содержащий  $N$  подвижных дислокаций на единицу объема, которые остановились перед энергетическими барьерами. Эти барьеры могут преодолеваться с помощью термической активации и приложенного напряжения. Для преодоления барьеров необходима энергия, равная  $U_0$  для каждой дислокации длиной  $l$ . Если дислокация в этом процессе должна пройти расстояние  $d$ , «активационный объем» будет равен

$$v = bdl. \quad (11.15)$$

Так как энергия  $U_0$  сообщается в результате термической активации или в результате работы, выполненной приложенным напряжением, энергию активации можно записать как

$$U = U_0 - v\tau, \quad (11.16)$$

$U_0$  состоит из двух частей. Во-первых, в нее входит энергия, необходимая для проталкивания дислокации

сквозь внутреннее поле решетки. Обычно это далекодействующее упругое взаимодействие между дислокациями, если другие дефекты отсутствуют, и может быть записано как  $\nu\tau_G$ . Во вторых, в энергию  $U_6$  входит величина локального энергетического барьера  $U_0$ , связанного с пересечением дислокаций:

$$U_6 = U_0 + \nu\tau_G. \quad (11.17)$$

Отсюда

$$U = U_0 - \nu(\tau - \tau_G). \quad (11.18)$$

Если линия дислокации после преодоления барьера описала на плоскости скольжения площадь  $A$  (в среднем), скорость деформации можно выразить по Аррениусу следующим уравнением:

$$\dot{\epsilon} = bANv_0 \exp\left(-\frac{U}{kT}\right), \quad (11.19)$$

где  $v_0$  — частота, с которой дислокация пытается преодолеть барьер, зависящая от природы барьера и пути, которым он преодолевается. Величина  $v_0$  имеет верхний предел, равный дебаевской частоте  $5 \cdot 10^{12} \text{ сек}^{-1}$ . Предположив, что  $d$  и  $l$  не зависят от величины  $(\tau - \tau_G)$ , Зегер (1957 г.) получил изменение напряжения течения с температурой, комбинируя уравнения (11.18) и (11.19):

$$\begin{aligned} \tau &= \tau_G \text{ при } T \geq T_0; \\ \tau &= \tau_G + \tau_S = \tau_G + \frac{U_0 - kT \ln\left(\frac{NAbv_0}{\dot{\epsilon}}\right)}{\nu} \\ &\text{при } T \leq T_0, \end{aligned} \quad (11.20)$$

где

$$T_0 = \frac{U_0}{k \ln\left(\frac{NAbv_0}{\dot{\epsilon}}\right)}. \quad (11.21)$$

Таким образом, для  $T \geq T_0$  напряжение течения практически не зависит от температуры, а при  $T \leq T_0$  напряжение течения возрастает с уменьшением температуры. Температурная зависимость, соответствующая данному расчету, иллюстрируется рис. 11.11. Следует подчерк-

нута, что в этом приближении предполагается, что во всем температурном интервале контролирующим процессом является термическая активация.

Далее будут рассмотрены некоторые эффекты, приводящие к образованию барьеров, препятствующих движению дислокаций.

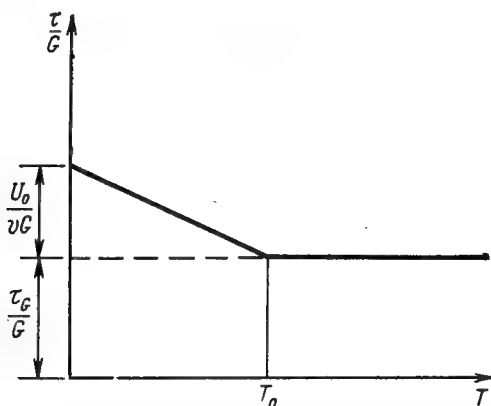


Рис. 11.11. Температурная зависимость напряжения течения,  $\tau$ , согласно уравнению (11.20) (Зегер. Дислокации и механические свойства кристаллов. М., Изд-во иностр. лит., 1960).

**а. Упругое взаимодействие с полями напряжений отдельных дислокаций.** Этот эффект был впервые рассмотрен Тейлором (1934 г.) при объяснении механического упрочнения и имеет особенное значение для материалов с однородным распределением дислокаций. Здесь следует различать два типа взаимодействия: 1) взаимодействие с дислокациями, параллельными движущейся дислокации и 2) взаимодействие с дислокациями, пересекающими плоскость скольжения, так называемыми *дислокациями леса*.

Очевидно, взаимодействие первого типа не зависит от температуры, так как оно не включает процессов преодоления барьеров посредством термической активации. Что касается второго вклада во взаимодействие, то существует две различные интерпретации. По одной теории взаимодействие второго типа вносит в общее



взаимодействие только зависящую от температуры компоненту. Другая точка зрения была развита Базинским (1959 г.) и Хиршем (1959 г.). Они считают, что взаимодействие с дислокациями леса приводит к образованию значительной, но не зависящей от температуры компоненты в том случае, когда движущуюся дислокацию отделяет от пересекаемой дислокации достаточное расстояние, когда же дислокации находятся близко друг от друга, эта компонента зависит от температуры.

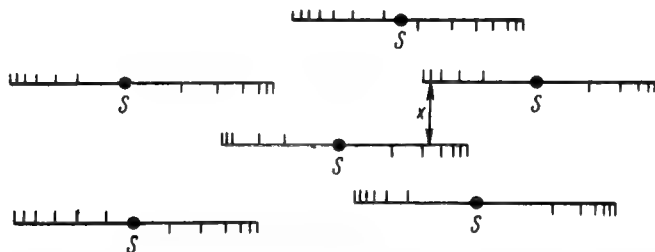


Рис. 11.12. Скопления дислокаций, лежащие в параллельных плоскостях скольжения. Предполагается, что каждая такая группа образована источником  $S$ , ее дальнейшему увеличению препятствуют сидячие дислокации. Дальнейшее упругое поле напряжений скопления препятствует движению дислокаций на параллельных плоскостях скольжения.

**6. Упругое взаимодействие с полем напряжений скопления дислокаций.** Этот механизм детально обсуждался в качестве механизма упрочнения на участке II кривой напряжение — деформация гранецентрированных кубических монокристаллов. В отношении этого механизма имеется две интерпретации, одна принадлежит Фриделю (1955 г.), вторая — Зегеру (1957 г.). На рис. 11.12 представлена схема, с помощью которой удобно проводить рассмотрение.

Возьмем гранецентрированный кубический кристалл, в котором скольжение связано с определенными плоскостями. Когда скольжение происходит только в одной системе, упрочнение мало, дислокации стремятся выйти на поверхность кристалла. Однако, когда скольжение происходит в двух системах, дислокации разных плоскостей скольжения взаимодействуют между собой, при этом образуются *сидячие дислокации Ломера — Кот-*

трелла. Постепенно каждый источник дислокаций (предположим, это источник Франка—Рида) окажется окруженным со всех сторон сидячими дислокациями, которые препятствуют дальнейшему движению дислокаций в главной плоскости скольжения. Тем не менее источник продолжает работать, что приведет к образованию скоплений дислокаций у барьеров Ломера—Коттрелла.

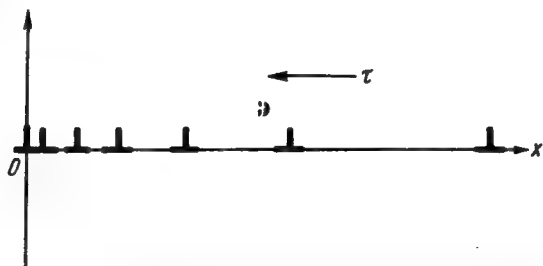


Рис. 11.13. Скопление краевых дислокаций перед барьером.

Можно установить равновесное число и распределение дислокаций для данного скалывающего напряжения. Распределение дислокаций в скоплении подсчитывалось Эшелби, Франком и Набарро (1951 г.). Они рассмотрели простое скопление, состоящее из  $(n - 1)$  дислокаций одного знака, имеющих одну и ту же плоскость скольжения (рис. 11.13), расположенных вдоль положительной оси  $x$ . Эти дислокации находятся под воздействием однородного скалывающего напряжения  $\tau_0$ , стремящегося сдвинуть их в отрицательном направлении, и закрепленной дислокации, расположенной в точке  $x=0$ . Число дислокаций в плоскости скольжения на длине  $L$  равно

$$n = \frac{L\tau_0}{2A}, \quad (11.22)$$

где  $A = A_v = Gb/2\pi$  для винтовой дислокации и  $A = A_{кр} = Gb/2\pi(1-\nu)$  для краевой дислокации. Положение  $i$ -й дислокации можно записать как

$$x_i = \frac{A\pi^2}{8\pi\tau_0} (i - 1)^2. \quad (11.23)$$

Напряжение, действующее на ведущую дислокацию скопления, равно

$$\tau = n\tau_0. \quad (11.24)$$

В этом рассмотрении сделаны важные допущения, что  $n$  велико и что минимальное расстояние между дислокациями превышает несколько атомных расстояний.

Для данного обсуждения важен результат, что дислокации в скоплении вызывают обратное напряжение, действующее на источник, которое можно записать с помощью уравнения (11.22)

$$\tau_0 = \frac{2An}{L}. \quad (11.25)$$

Это напряжение противодействует образованию новых дислокационных петель в источнике и расширению уже существующих петель. Фридель (1955 г.) предположил, что число источников  $N_s$ , которые начинают работать в начале стадии II, остается постоянным в течение всей стадии деформационного упрочнения. В рамках этой модели повышение напряжения течения связано с увеличением трудностей формирования и расширения новых петель в результате обратного напряжения скоплений. Деформацию здесь можно определить непосредственно из уравнения (11.6), зная число петель в каждом источнике:

$$\varepsilon = nN_s L^2 b. \quad (11.26)$$

Выражение справедливо для квадратных петель с площадью  $L^2$ . Комбинируя уравнение (11.26) с уравнением (11.25) и сокращая на  $n$ , получим линейную скорость упрочнения:

$$\frac{d\tau}{d\varepsilon} \approx \frac{G}{2N_s L^2}. \quad (11.27)$$

Подставив приемлемые величины  $L$  и  $N_s$  в это уравнение, Фридель получил, что  $d\tau_0/d\varepsilon \approx G/2$ , что гораздо больше действительной величины. Он предположил поэтому, что напряжение  $\tau$  релаксирует при работе соседних источников в других плоскостях скольжения.

Другой механизм, также рассматривающий скопления дислокаций, был развит Зегером (1957 г.). Дислокационные построения на рис. 11.12 приблизительно эк-

вивалентны набору равноотстоящих «больших» дислокаций с вектором Бюргерса  $nb$ . Так как напряжение, необходимое для того, чтобы продвинуть дислокацию мимо другой дислокации в параллельной плоскости скольжения, пропорционально величине ее вектора Бюргерса и обратно пропорционально расстоянию между ними, большая дислокация представляет собой мощный барьер для движения дислокаций, этот барьер увеличивается при уменьшении расстояния между большими дислокациями. Зегер предположил, что в течение стадии II непрерывно образуются источники такого типа, как уже было описано, окруженные сидячими дислокациями Ломера — Коттрелла, причем рост скоплений прекращается, когда число дислокаций в скоплении достигает примерно 25. Если на единицу объема приходится  $N$  дислокационных колец, собранных в группы по  $n$  концентрических колец, то число скоплений, приходящееся на единицу объема, равно  $N/n$ , а среднее расстояние между группами —  $(NL/n)^{-1/2}$ , где  $L$  длина кольца. Поэтому напряжение, препятствующее движению дислокаций между петлями, будет равно

$$\tau = \alpha Gnb \sqrt{\frac{NL}{n}}, \quad (11.28)$$

где  $\alpha$  — константа (см. раздел 4.4). Деформация, связанная с увеличением числа дислокаций в единице объема  $dN$ , проходящих расстояние  $L$ , равна

$$d\epsilon = bL^2 dN. \quad (11.29)$$

Используя эмпирическое соотношение изменения  $L$  и  $N$  с деформацией и комбинируя уравнения (11.29) и (11.28), Зегер получил

$$\frac{d\tau}{d\epsilon} = \text{const} \cdot G \sqrt{nb}. \quad (11.30)$$

Таким образом, если величина  $nb$  не зависит от деформации, в этом случае тоже получается линейная скорость упрочнения.

Обе эти модели имеют дело с независимой от температуры компонентой напряжения течения. При описании поведения деформации гранецентрированных кубических металлов, для которых первоначально и были

предложены обе модели, на стадии II встретилось много затруднений, на что указывали Базинский (1959 г.) и другие.

Например, трудно объяснить почти полную необратимость пластического течения, особенно при использовании модели Фриделя, так как, когда напряжение снимается, дислокационные скопления должны были бы возвращаться в источник. Прочность барьеров Ломера — Коттрелла, с которыми оперирует модель, также неизвестна. Кроме того, хотя в тонких фольгах при электронно-микроскопическом исследовании наблюдались скопления, никак нельзя утверждать, что присутствие скоплений — общая особенность дислокационной структуры деформированных металлов с гранецентрированной кубической решеткой. Однако нельзя сказать, что эти возражения полностью отвергают модель, некоторые убедительные разъяснения были недавно даны Мадером, Зегером и Тирингером (1965 г.). В таких структурах, как слоевые кристаллы, описанные в разделе 6.6, где скопления неизбежны, очевидно, они вносят большой вклад в напряжение течения.

**в. Упругое взаимодействие с полями напряжений высокоэнергетических дислокационных сеток и переплетений.** Этот тип упрочнения обсуждался в гл. 9. Дислокационные переплетения наблюдаются во многих металлах и сплавах, такие переплетения имеют поле напряжений с действующей компонентой. В напряжении течения этот тип взаимодействия вносит компоненту, не зависящую от температуры. Относительная величина такого вклада не оценивалась.

**г. Взаимодействие со сплетениями, образованными при движении дислокаций.** Гилман и Джонстон (1960 г.) предположили, что деформационное упрочнение вызывается сплетениями, которые остаются позади винтовых дислокаций при их движении. Эта идея недавно получила дальнейшее развитие у Гилмана (1962 г.). Образование сплетений иллюстрируют рисунки 7.7 и 7.9, на них изображены диполи краевых дислокаций и дислокационные петли. Так как сплетения образуются в той области материала, где дислокации уже движутся, т. е. в полосе скольжения, в процессе своего образования они сразу начинают препятствовать движению остальных дислокаций и полоса скольжения уп-

рочняется. Этот эффект способствует распространению деформации на остальные части кристалла. Количество сплетений возрастает при увеличении числа движущихся дислокаций и тесно связано с легкостью поперечного скольжения винтовых дислокаций. Температурная зависимость этого типа упрочнения еще не установлена.

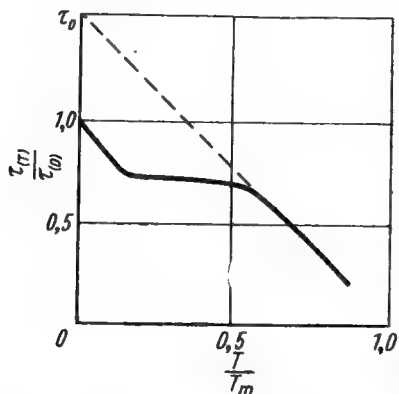


Рис. 11.14. Наблюдаемое напряжение течения деформированной меди как функция температуры (Варрингтон. Не опубликовано).

**д. Энергия, необходимая для образования порогов при пересечении дислокаций.** Этот вопрос обсуждался в разделе 7.1. Оказывается, такой вид упрочнения вносит лишь небольшую температурную компоненту в напряжение течения.

**е. Энергия, необходимая для образования вакансий и межузельных атомов при неконсервативном движении порогов на винтовых дислокациях.**

Этот вопрос обсуждался в разделах 7.2 и 7.6. По теории, описан-

ной Моттом (1960 г.) и основанной на работе Хирша (1962 г.), с помощью данного вида упрочнения можно объяснить наличие зависящих и не зависящих от температуры компонент напряжения течения в гранецентрированных кубических металлах. Так, например, можно объяснить тип температурной зависимости, показанной на рис. 11.14. В процессе деформации дислокации, начинают обрастать порогами, среди них есть и межузельные, и вакансионные. Можно предсказать три типа их поведения, как это видно из обсуждения в разделе 7.6.

1. При низких температурах вакансионные пороги оставляют цепочки вакансий, что приводит к торможению дислокаций, не зависящему от температуры, а межузельные пороги стягиваются с помощью термической активации и затем движутся консервативно вдоль дислокации.

2. При средних температурах вакансионные пороги оставляют цепочки вакансий, которые приводят к не зависящему от температуры торможению дислокаций, а межузельные пороги свободно скользят вдоль дислокаций.

3. При высоких температурах вакансионные пороги оставляют цепочку вакансий, которые могут рассасываться в результате диффузии, поэтому движение дислокаций тесно связано с образованием отдельных вакансий, которое, в свою очередь, зависит от термической активации.

**ж. Энергия, необходимая для разрыва связей притяжения.** Этот вопрос обсуждался в разделе 7.7. Связи притяжения дают не зависящий от температуры вклад в напряжение течения, причем этот вклад может быть значителен.

## **11.5. МЕХАНИЧЕСКОЕ УПРОЧНЕНИЕ**

Каждый из рассмотренных выше механизмов упрочнения можно описать в терминах плотности дислокаций и порогов. Для определения скорости деформационного упрочнения необходимо также знать изменение плотности дислокаций с деформацией. Это уже было продемонстрировано при описании упрочнения с помощью скоплений по Фриделю и Зегеру. Для того чтобы точно предсказать скорость деформационного упрочнения, необходима еще некоторая информация. Во-первых, нужно знать реальное распределение дислокаций и, во-вторых, плотность дислокаций, участвующих в деформации. Распределение дислокаций будет определять тип преобладающего механизма упрочнения, а число движущихся дислокаций  $N$  используется для подсчета скорости деформации.

Оказалось, что основные параметры, контролирующие напряжение и скорость деформации, зависят от образца и условий испытания. Выражения для напряжения и деформации соответственно изменяются, и для точного предсказания скорости деформационного упрочнения необходимы конкретные сведения о плотности и распределении дислокаций, а так же о том, какая их часть движется при каждой данной деформации.

Структура деформированного кристалла определяется распределением и плотностью дислокаций. Так, рассмотрим слоевой кристалл, описанный в разделе 6.6. Вектора Бюргерса дислокаций лежат в слоевых плоскостях, поэтому движение дислокаций связано с этими плоскостями. В монокристаллах дислокации будут свободно скользить сквозь кристалл, и их движение не создает никаких новых барьеров.

Дислокации размножаются очень мало. Если новые дислокации образуются с той же частотой, с какой существующие дислокации выходят из кристалла, скорость деформационного упрочнения будет пренебрежимо мала, но, если новые дислокации не возникают, деформационное упрочнение можно рассматривать как результат того, что резерв существующих подвижных дислокаций исчерпывается.

Такой деформационный процесс не подвержен влиянию температуры или ориентации кристалла, кроме случаев испытания кристаллов в таких условиях, когда на слоевых плоскостях нет эффективных скалывающих напряжений. Если границы между зернами в поликристаллических образцах состоят из дислокаций с векторами Бюргерса, не параллельными слоям, движение скользящих дислокаций привязано к отдельным зернам. Размножения дислокации при этом не наблюдается, и упрочнение полностью связано со скоплениями дислокаций у границ и взаимодействием дислокаций, лежащих в параллельных плоскостях скольжения.

Поведение при деформации, подобное описанному выше, наблюдается в гексагональных металлах. Дислокации беспрепятственно скользят, продвигаясь на большие расстояния, деформационное упрочнение мало. Однако возможно скольжение и в плоскостях, отличных от базисной, например, в отоженных кристаллах дислокации не привязаны к базисным плоскостям. Некоторое упрочнение является результатом пересечения движущимися дислокациями сетки Франка. Размножение будет идти медленно, оно идет быстрее в кристаллах с большим эффективным скалывающим напряжением на небазисных плоскостях.

Описанные схемы дислокационного движения применимы и для гранецентрированных кубических монокристаллов на ранних стадиях деформации. Скольжение



будет происходить предпочтительно в одном наборе плотноупакованных плоскостей, в зависимости от ориентации кристалла, и дислокации будут свободно скользить на достаточно большие расстояния. Когда дислокации одного набора останавливаются у барьеров, дислокации другого набора начинают двигаться, таким образом, вскоре весь кристалл окажется деформированным.

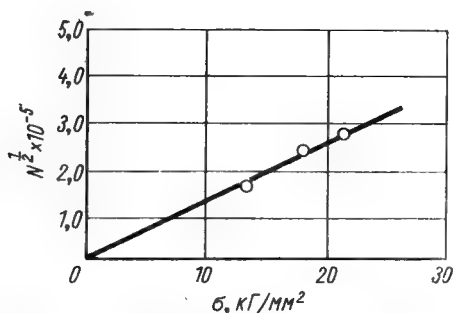


Рис. 11.15. Изменение плотности дислокаций в зависимости от приложенного растягивающего напряжения для серебра, деформированного при 20° С; дислокации распределены равномерно [Bailey and Hirsch. Phil. Mag., 5, 485 (1960)].

В гранецентрированных кубических кристаллах скольжение может происходить во многих системах, и дислокации одной системы с помощью поперечного скольжения могут переходить в другую систему. Реальное дислокационное распределение и скорость размножения зависят от энергии дефектов упаковки. У сплавов с низкой энергией дефектов упаковки дислокации привязаны к определенным плоскостям скольжения, и образуется довольно однородное распределение дислокаций. В кристаллах с высокой энергией дефектов упаковки поперечное скольжение проходит легко, поэтому дислокации быстро образуют сложные переплетения. Переплетения могут быть относительно однородными или формировать густые полосы дислокаций. Пример изменений плотности дислокаций с деформацией для серебра, деформированного при 20° С, приведен на

рис. 11.15. Плотность дислокаций  $N$  связана с напряжением течения  $\tau$  следующим соотношением:

$$\frac{\tau}{N^{1/2}} = 4 \cdot 10^3 \text{ дин/см.} \quad (11.31)$$

В объемноцентрированных кубических кристаллах скольжение может происходить во многих системах, и распределение дислокаций подобно распределению в гранецентрированных кубических кристаллах с высокой энергией дефектов упаковки (Ке и Вайсман. 1963 г.).

## ЛИТЕРАТУРА ДЛЯ ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО ЧТЕНИЯ

### К главе 1

#### Кристаллическая структура (определения и методы)

- Баррет К. С. Структура металлов. М., Физматгиз, 1954.  
Cullity B. D. Element of x-ray diffraction, Addison—Welsey, Reading, Mass, 1959.  
Тейлор А. Рентгеновская металлография. М., Metallurgizdat, 1965.

#### Атомная структура

- Юм-Розери В. Атомная теория для металлургов. М., Metallurgizdat, 1961.  
Юм-Розери В., Рейнор Г. Структура металлов и сплавов. М., Metallurgizdat, 1962.

#### Точечные дефекты

- Institute of Metals (1957). Symposium on vacancies and other point defects in metals and alloys, Lond.  
Ломер В. М. Успехи физики металлов, № 4.  
Seitz F., Kochler J. S. Solid State Physics, 2, 305 (1956).  
Seeger A. Handbuch der Physik, vol. VIII, part I, p. 383, Springer—Verlag, Berlin (1955).  
Ван Бюрен Х. Г. Дефекты в кристаллах. М., Изд-во иностр. лит., 1960.

#### Дислокации

- Bilby B. A. J. Inst. Metals, 76, 613 (1950).  
Cohen M. (ed). Dislocations in metals, Amer. Inst. Min. Met. Eng., N.Y. (1953).  
Коттрелл А. Дислокации и пластическое течение в кристаллах. М., Metallurgizdat, 1958.  
Cottrell A. H. The properties of materials at high rates of strain, Inst. Mech. Eng. Lond.  
Фишер Дж. С., Джонстон В. Г., Томсон Р., Фриланд Т. (ред.). Дислокации и механические свойства кристаллов. М., Изд-во иностр. лит., 1960.  
Friedel J. Dislocations, Pergamon Press, Oxford, 1964.  
Рид В. Т. Дислокации в кристаллах. М., Metallurgizdat, 1957.  
Seeger A. Handbuch der Physik, vol. VII, part I, Spring—Verlag, Berlin.  
Seeger A. Handbuch der Physik, vol. VII, part II, Spring—Verlag, Berlin.

Taylor G. J. Proc. Roy. Soc., A145, 362 (1934).  
Thomas G., Washburn J. (eds). Electron microscopy and strength of crystals, Wiley, N. Y., 1963.  
Ван Бюрен Х. Г. Дефекты в кристаллах. М., Изд-во иностр. лит., 1962.

## **К главе 2**

### **Общие вопросы**

Amelinckx S., Dekeyser W. Solid State Physics, 8, 1960, 327.  
Hirsch P. B. Metallurgical Reviews, 4, 101 (1959).  
Newkirk J. B., Wernic J. H.  
Ньюкирк Дж. Б., Верник Дж. Х. Прямые методы исследования дефектов в кристаллах. М., «Мир», 1965.

### **Ямки травления**

Гилман Дж., Джонстон В. Дислокации и механические свойства кристаллов. М., Изд-во иностр. лит., 1960.  
Gilman J. J., Jonston W. G. Solid State Physics, 13, 147 (1962).  
Ливингстон Дж. Д. Прямые методы исследования дефектов в кристаллах. М., «Мир», 1965.  
Мачлин Е. С. Дислокации и механические свойства кристаллов. М., Изд-во иностр. лит., 1960.  
Pfann W. G., Vogel F. L. Acta Met., 5, 377 (1957).  
Vogel F. L., Pfann W. G., Corey H. E., Thomas E. E. Phys. Rev., 90, 489 (1953).

### **Методы декорирования**

Амелинкс С. Дислокации и механические свойства кристаллов. М., Изд-во иностр. лит., 1960.  
Amelinckx S. Acta Met., 6, 34 (1958).  
Dash W. C. J. Appl. Phys., 27, 1193 (1956).  
Даш В. К. Дислокации и механические свойства кристаллов. М., Изд-во иностр. лит., 1960.  
Hedges J. M., Mitchell J. W. Phil. Mag., 44, 223 (1953).  
Митчелл Дж. В. Дислокации и механические свойства кристаллов. М., Изд-во иностр. лит., 1960.

### **Электронная микроскопия**

Basset G. A., Menter J. W., Pashley D. W. Proc. Roy. Soc., A246, 345 (1958).  
Dupony G., Perrier F. J. de Microscopie, 1, 167 (1962).  
Hirsch P. B. J. Inst. Metals, 87, 406 (1959).  
Howie A. Metallurgical Reviews, 6, 467 (1961).  
Kelly P., Nutting J. J. Inst. Metals, 87, 385 (1959).  
Menter J. W. Proc. Roy. Soc., A236, 119 (1956).  
Томас Г. Электронная микроскопия металлов. М., Изд-во иностр. лит., 1963.  
Thomas G., Washburn J. Electron microscopy and strength of crystals, Wiley, N. Y., 1963.  
Whelan M. J. J. Inst. Metals, 87, 392 (1959).

## **Рентгеновская дифракционная топография**

Дженкинсон А. Е., Ланг А. Р. Прямые методы исследования в кристаллах. М., «Мир», 1965.  
Вебб В. В. Там же.

## **Ионный проектор**

Мюллер Е. В. Там же.  
Cottrell A. H. J. Inst. Metals, 90, 449 (1962).  
Brandon D. G., Wald M. Phil. Mag., 6, 1035 (1962).

## **К главе 3**

### **Общие вопросы**

Книги и статьи, перечисленные под рубрикой «Дислокации» в гл. 1.

### **Ссылки, упомянутые в тексте**

Amelinckx S., Bontinck W., Dekeyser W., Seitz F. Phil. Mag., 2, 355 (1957).  
Bontinck W., Amelinckx S. Phil. Mag., 2, 94 (1957).  
Friedel J. Dislocations, Pergamon Press, Oxford, 1964.  
Hirsch P. B. J. Inst. Metals, 87, 406 (1959).  
Hull D. Proc. Roy. Soc., A274, 5 (1963).  
Jonston W. G., Gilman J. J. J. Appl. Phys., 30, 129 (1959).  
Kroupa F., Price P. B. Phil. Mag., 6, 243 (1961).  
Silcox J., Whelan M. J. Phil. Mag., 5, 1 (1960).  
Stein D. F., Low J. R. J. Appl. Phys., 31, 362 (1960).  
Westmacott K. H., Barnes R. S., Hull D., Smallman R. E. Phil. Mag., 6, 929 (1961).

## **К главе 4**

Коттрелл А. Х. Дислокации и пластическое течение в кристаллах. М., Metallurgizdat, 1958.  
Friedel J. Dislocations, Pergamon Press, Oxford, 1964.  
Рид В. Т. Дислокации в кристаллах. М., Metallurgizdat, 1957.  
Seeger A. Handbuch der Physik. Vol. VII, part I, Springer-Verlag, Berlin.  
Ван Бюрен Х. Г. Дефекты в кристаллах. М., Изд-во иностр. лит., 1962.

## **К главе 5**

Коттрелл А. Х. Дислокации и пластическое течение в кристаллах. М., Metallurgizdat, 1958.  
Howie A. Metallurgical Reviews, 6, 467 (1961).  
Kuhlmann-Wilsdorf D. Phil. Mag., 3, 125 (1958).  
Рид В. Т. Дислокации в кристаллах. М., Metallurgizdat, 1957.  
Зегер А. В сб. «Дислокации и механические свойства кристаллов». М., Изд-во иностр. лит., 1960.  
Silcox J., Hirsch P. B. Phil. Mag., 4, 72 (1959).  
Smallman R. E., Westmacott K. H., Coiley J. H. J. Inst. Metals, 88, 127, (1959).

- Swann P. R. «Electron microscopy and strength of crystals», Interscience, N. Y., 1963.  
 Thompson N. Proc. Phys. Soc., **B66**, 481 (1953).  
 Westmacott K. H., Barnes R. S., Hull D., Smallmann R. E. Phil. Mag., **6**, 929 (1961).  
 Whelan M. J. Proc. Roy. Soc., **249A**, 114 (1959).

## **К главе 6**

### **Гексагональные кристаллы**

- Berghezan A., Fourdeux A., Amelinckx S. Acta Met., **9**, 464 (1961).  
 Frank F. C., Nicholas J. F. Phil. Mag., **44**, 1213 (1953).  
 Price P. B. Phys. Rev. Letters, **6**, 615 (1961).  
 Price P. B. Electron microscopy and strength of crystals, Interscience, N. Y., 1963.

### **Объемноцентрированные кубические кристаллы и двойникование**

- Carrington W., Hall K. F., McLean D. Proc. Roy. Soc., **A259**, 203 (1960).  
 Cottrell A. H., Bilby B. A. Phil. Mag., **42**, 573 (1951).  
 Hall E. O. Twinning, Butterworths, London, 1954.  
 Hull G. Proc. Int. Conf. Electron Microscopy, 5th, p. 89, Academic Press, N. Y., 1962.  
 Hull D. Twinning, Wiley, N. Y., 1963.  
 Keh A. S., Weissmann S. Electron microscopy and strength of crystals, Interscience, N. Y., 1963.  
 Sleswyk A. W. Acta Met., **10**, 705 (1962).  
 Sleswyk A. W. Phil. Mag., **8**, 1467 (1963).

### **Другие кристаллические структуры**

- Amelinckx S. Supplement to vol. 7., series X, Nuovo Cimento, 1958, p. 569.  
 Амелинкс С., Делавигнет П. Прямые методы исследования дефектов в кристаллах. М., «Мир», 1965.  
 Gilman J. J., Jonston W. G. Solid State Physics, **13**, 147 (1962).  
 Marcinkowski M. J., Brown N., Fisher R. M., Acta Met., **9**, 129 (1961).  
 Marcinkowski M. J. Electron microscopy and strength of crystals, Interscience, N. Y., 1963.

## **К главе 7**

- Carrington W., Hale K. F., McLean D. Proc. Roy. Soc., **A259**, 203 (1960).  
 Cottrell A. H. Vacancies and other point defects in metals and alloys, Inst. Metals, Lond., 1958.  
 Friedel J. Dislocations, Pergamon Press, Oxford, 1964.  
 Gilman J. J., Jonston W. G. Solid State Physics, **13**, 147 (1962).  
 Hirsch P. B. Phil. Mag., **7**, 67 (1962).  
 Howie A., Swann P. R. Phil. Mag., **6**, 1215 (1961).

- Low J. R., Turkalo A. M. *Acta Met.*, **10**, 215 (1962).  
 Price P. B. *J. Appl. Phys.*, **32**, 1750 (1961).  
 Рид В. Т. Дислокации в кристаллах. М., Metallurgizdat, 1957.  
 Seeger A. *Defects in cristalline solids*, Physical Society, London, 1955.  
 Seitz F. *Adv. Physics*, **1**, 43 (1952).  
 Stroh A. H. *Proc. Phys. Soc.* **B67**, 427 (1954).  
 Swann P. R. *Electron microscopy and strength of crystals*, Wiley, N. Y., 1963.  
 Tetelman A. S. *Acta Met.*, **10**, 813 (1962).  
 Ван Бюрен Х. Г. Дефекты в кристаллах. М., Изд-во иностр. лит., 1962.  
 Whelan M. J. *Proc. Roy. Soc.*, **A249**, 114.

## К главе 8

- Bardeen J., Herring G. *Imperfections in nearly perfect crystals*, Wiley, N. Y., 1952.  
 Barnes R. S. *Proc. Roy. Soc.*, **B65**, 512 (1952).  
 Коттрелл А. Х. Дислокации и пластическое течение в кристаллах. М., Metallurgizdat, 1958.  
 Cottrell A. H., Bilby B. A. *Phil. Mag.*, **42**, 573 (1951).  
 Даш В. С. Дислокации и механические свойства кристаллов. М., Metallurgizdat, 1959.  
 Doremus R. H., Roberts B. W., Turnbull D. (eds). *Growth and perfection of crystals*, Wiley, N. Y., 1958.  
 Nabarro F. R. N., Jackson P. J. Там же.  
 Brenner S. S. Там же.  
 Chalmers B. Там же.  
 Dash W. C. Там же.  
 Cabrera N., Vernilyea D. A. Там же.  
 Elbaum C. *Progr. Met. Phys.* **V**, 8, Pergamon, Lond., 1959.  
 Frank F. C. *Disc. Faraday Soc.*, **5**, 1, (1949).  
 Frank F. C. *Advances in Physics*, **1**, 91 (1952).  
 Гилман Дж. Дж., Джонстон В. Г. Дислокации и механические свойства кристаллов. М., Metallurgizdat, 1959.  
 Gilman J. J., Jonston W. G. *Solid State Physics*, **13**, 147 (1962).  
 Jones D. A., Mitchell J. W. *Phil. Mag.*, **3**, 1 (1958).  
 Kochler J. S. *Phys. Rev.*, **86**, 52 (1952).  
 Kuhlmann-Wilsdorf D. *Phil. Mag.*, **3**, 125 (1958).  
 Orowan E. *Dislocations in metals*, AIME, N. Y., 1954.  
 Рид В. Т. Дислокации в кристаллах. М., Metallurgizdat, 1958.  
 Verme A. R. *Crystal growth and dislocations*, Butterworth. Lond., 1953.  
 Westmacott K. H., Barnes R. S., Smallman R. E. *Phil. Mag.*, **7**, 1585 (1962).

## К главе 9

- Amelinckx S., Dekeyser W. *Solid State Physics*, **8**, 325 (1959).  
 Ball C. J., Hirsch P. B. *Phil. Mag.*, **40**, 1343 (1955).  
 Коттрелл А. Х. Дислокации и пластическое течение в кристаллах. М., Metallurgizdat, 1958.

- Dunn C. G., Daniels F. W., Bolton M. J. *Trans. AIME*, **188**, 1245 (1950).
- Frank F. C. Conference on plastic deformation of crystalline solids Carnegie Institute of Tech. and Office of Naval Research, 1950.
- Frank F. C. Defects in Crystalline Solids, *Phys. Soc., Lond.*, 1955.
- Hu H. *Trans. Met. Soc. AIME*, **230**, 572 (1964).
- Hull D., Mc Ivor J. D., Owen W. S. J. *Less Common Metals*, **4**, 409 (1962).
- Koh A. S., Weissmann S. *Electron Microscopy and Strength of Crystals*, Wiley, N. Y., 1963.
- Li J. C. M. *Acta Met.*, **8**, 296 (1960).
- Li J. C. M. *Electron Microscopy and Strength of Crystals*, Wiley, N. Y., 1963.
- Мак Лин Д. *Механические свойства металлов*. М., Metallurgиздат, 1965.
- Read W. T., Shockley W. *Imperfections in nearly perfect crystals*, Wiley, N. Y., 1952.
- Рид В. Т. *Дислокации в кристаллах*. М., Metallurgиздат, 1957.

## К главе 10

- Ardley G. W. *Acta Met.*, **3**, 525 (1955).
- Bilby B. A. *Proc. Phys. Soc.*, **A63**, 191 (1950).
- Brown N. *Phil. Mag.*, **4**, 693 (1959).
- Bullough R., Newman R. C. *Phil. Mag.*, **7**, 529 (1962).
- Cockhardt A. W., Schoeck G., Wildersich H. *Acta Met.*, **3**, 533 (1955).
- Cottrell A. H. *Strength of solids*, *Phys. Soc., Lond.*, 1948.
- Коттрелл А. Х. *Дислокации и пластическое течение кристаллов*. М., Metallurgиздат, 1958.
- Cottrell A. H. *Relation of properties to microstructure*, *Amer. Soc. Metals*, Cleveland, Ohio, 1954.
- Cottrell A. H. *The properties of materials at high rates of strain*, *Inst. Mech. Eng., Lond.*, 1957.
- Cottrell A. H., Bilby B. A. *Proc. Phys. Soc.*, **A62**, 49 (1949).
- Fisher J. C. *Acta Met.*, **2**, 9 (1954).
- Fleischer R. L. *Acta Met.*, **9**, 996 (1961).
- Fleischer R. L. *Acta Met.*, **11**, 203 (1963).
- Honeycombe R. W. K. *Progr. Mat. Sci.*, **9**, 92 (1961).
- Hull D., Mogford I. L. *Phil Mag.*, **6**, 535 (1961).
- Jøssaug T., Skylstad K., Lothe J. *Relation between structure and strength in metals and alloys*, HMSO. Lond., 1963.
- Kuhlmann-Wilsdorf D. *Phys. Rev.*, **120**, 773 (1960).
- Kelly A., Nicholson R. B. *Progr. Mat. Sci.*, **10**, 148 (1963).
- Мак Лин Д. *Механические свойства металлов*. М., Metallurgиздат, 1965.
- Mott N. F., Nabarro F. R. N. *Strength of solids*, *Phys. Soc., Lond.*, 1948.
- Mott N. F. *Imperfections in nearly perfect crystals*, Wiley. N. Y., 1952.
- Nabarro F. R. N. *Proc. Phys. Soc.*, **59**, 256 (1947).
- Niblett D. H., Wilks J. *Advances in Physics*, **9**, 2 (1960).
- Orowan E. *Symposium on internal stresses*, *Inst. Metals*, Lond., 1947.



- Peierls R. Proc. Phys. Soc., **52**, 34 (1940).  
 Рид В. Т. Дислокации в кристаллах. М., Металлургия, 1957.  
 Schoeck G., Seeger A. Acta Met., **7**, 469 (1959).  
 Seeger A. Phil. Mag., **1**, 651 (1956).  
 Seeger A., Donth H., Pfaff F. Disc. Faraday Soc., **23**, 19 (1957).  
 Snoek J. Physica, **8**, 711 (1941).  
 Stehl H., Seeger A. Z. Phys., **146**, 217 (1956).  
 Suzuki H. Dislocations and mechanical properties of crystals. Wiley, N. Y., 1957.  
 Thomas G. Electron microscopy and strength of crystals, Wiley, N. Y., 1963.  
 Ван Бюрен Х. Г. Дефекты в кристаллах. М., Изд-во иностр. лит., 1962.

## К главе 11

- Bailey J. E., Hirsch P. B. Phil. Mag., **5**, 485 (1960).  
 Basinski Z. S. Phil. Mag., **4**, 393 (1959).  
 Brenner S. S. Growth and perfection of crystals, 1958, Wiley, N. Y.  
 Clarebrough L. M., Hargreaves M. E. Progress in metal Physics, v. 8, 1959, Pergamon Press, Lond.  
 Коттрелл А. Х. Дислокации и пластическое течение в кристаллах. М., Металлургия, 1958.  
 Eshelby H. D., Frank E. C., Nabarro F. R. N. Phil. Mag., **42**, 351 (1951).  
 Friedel J. Phil. Mag., **46**, 1169 (1955).  
 Friedel J. Proc. Roy. Soc., **A242**, 147 (1957).  
 Friedel J. Internal stresses and fatigue in metals, 1959, Elsevier, Amsterdam.  
 Gilman J. I. Mechanical behaviour of materials at elevated temperatures, 1961, McGraw-Hill, N. Y.  
 Gilman J. J. J. Appl. Phys., **33**, 2703 (1962).  
 Gilman J. J., Jonston W. G. J. Appl. Phys., **31**, 687 (1960).  
 Hirsch P. B. Internal stresses and fatigue in metals, 1959, Elsevier, Amsterdam.  
 Hirsch P. B. Phil. Mag., **7**, 67 (1962).  
 Jonston W. G., Gilman J. J. J. Appl. Phys., **30**, 129 (1959).  
 Keh A. S., Weissmann S. Electron microscopy and strength of crystal, 1963, Interscience, N. Y.  
 Kuhlman-Wilsdorf D. Trans. Met. Soc., AIME, **224**, 1047 (1962).  
 Li J. C. M. Electron microscopy and strength of crystals, 1963, Wiley, N. Y.  
 MacLer S., Seeger A., Theeringer, Relation between structure and strength of crystals, 1963, HMSO, Lond.  
 Mitra S. K., Doru J. E. Trans. Met. Soc., AIME, **224** (1962).  
 Mott N. F. Trans. Met. Soc., AIME, **218**, 962 (1960).  
 Nabarro F. R. N., Basinski Z. S., Holt D. B. Advances in Physics, **13**, 193 (1964).  
 Зегер А. Дислокации и механические свойства кристаллов. М., Металлургия, 1959.  
 Swann P. R. Electron microscopy and strength of crystals, 1963, Interscience, N. Y.  
 Taylor G. J. Proc. Roy. Soc., **A145**, 362 (1934).

## ОГЛАВЛЕНИЕ

От редактора перевода . . . . .	3
Предисловие . . . . .	6
<b>Глава 1. Дефекты в кристаллах . . . . .</b>	<b>9</b>
1.1. Кристаллические материалы . . . . .	9
1.2. Простые кристаллические структуры . . . . .	12
1.3. Совершенные кристаллы . . . . .	18
1.4. Дефекты в кристаллических материалах . . . . .	21
<b>Глава 2. Наблюдение дислокаций . . . . .</b>	<b>33</b>
2.1. Введение . . . . .	33
2.2. Поверхностные методы . . . . .	33
2.3. Методы декорирования . . . . .	38
2.4. Электронная микроскопия . . . . .	42
2.5. Рентгеновская дифракционная топография . . . . .	52
2.6. Ионный проектор . . . . .	53
<b>Глава 3. Движение дислокаций . . . . .</b>	<b>56</b>
3.1. Понятие скольжения . . . . .	56
3.2. Дислокации и скольжение . . . . .	58
3.3. Плоскость скольжения . . . . .	60
3.4. Поперечное скольжение . . . . .	62
3.5. Скорость движения дислокаций . . . . .	65
3.6. Переползание . . . . .	68
3.7. Экспериментальное наблюдение переползания . . . . .	70
3.8. Консервативное переползание . . . . .	75
<b>Глава 4. Упругие свойства дислокаций . . . . .</b>	<b>77</b>
4.1. Введение . . . . .	77
4.2. Компоненты напряжения . . . . .	77
4.3. Поле напряжений дислокации . . . . .	79
4.4. Энергия искажений дислокации . . . . .	82
4.5. Силы, действующие на дислокации . . . . .	85
4.6. Силы, действующие между дислокациями . . . . .	88
<b>Глава 5. Дислокации в гранцентрированных кубических кристаллах . . . . .</b>	<b>93</b>

5.1. Полные дислокации . . . . .	93
5.2. Частичные дислокации, частичная дислокация Шокли . . . . .	94
5.3. Скольжение . . . . .	96
5.4. Тетраэдр Томпсона . . . . .	102
5.5. Частичная дислокация Франка, или сидячая дислокация . . . . .	103
5.6. Сидячая дислокация Ломера—Коттрелла . . . . .	107
5.7. Тетраэдрические дефекты . . . . .	110
<b>Глава 6. Дислокации в других кристаллических структурах</b> . . . . .	<b>113</b>
6.1. Гексагональные кристаллы . . . . .	113
6.2. Дислокации в гексагональных кристаллах . . . . .	113
6.3. Сдвиг в гексагональных кристаллах . . . . .	115
6.4. Вакансионные и межузельные петли в гексагональных кристаллах . . . . .	118
6.5. Дислокации в объемноцентрированных кубических кристаллах . . . . .	123
6.6. Дислокации в других кристаллических структурах . . . . .	128
<b>Глава 7. Пороги и пересечение дислокаций</b> . . . . .	<b>136</b>
7.1. Введение . . . . .	136
7.2. Пересечение дислокаций . . . . .	136
7.3. Движение дислокаций, содержащих элементарные пороги . . . . .	139
7.4. Составные пороги . . . . .	145
7.5. Пороги и призматические петли . . . . .	149
7.6. Пересечение расщепленных дислокаций . . . . .	151
7.7. Расщепленные пороги . . . . .	153
7.8. Связи притяжения и отталкивания . . . . .	155
7.9. Измерение энергии дефектов упаковки в гранецентрированных кубических металлах . . . . .	159
<b>Глава 8. Образование и размножение дислокаций</b> . . . . .	<b>162</b>
8.1. Введение . . . . .	162
8.2. Дислокации роста . . . . .	163
8.3. Гомогенное зарождение дислокаций . . . . .	164
8.4. Образование дислокаций вблизи концентраторов напряжений . . . . .	166
8.5. Размножение дислокаций с помощью источника Франка—Рида . . . . .	170
8.6. Размножение путем многократного поперечного скольжения . . . . .	173
8.7. Размножение с помощью призматических петель . . . . .	175
8.8. Размножение при переползании . . . . .	176
8.9. Деформационное двойникование . . . . .	179
<b>Глава 9. Дислокационные комплексы и границы кристалла</b> . . . . .	<b>182</b>
9.1. Пластическая деформация, возврат и рекристаллизация . . . . .	182
9.2. Простые дислокационные границы . . . . .	189
9.3. Малоугловые границы . . . . .	192
9.4. Поля напряжений дислокационных комплексов . . . . .	196

9.5. Энергия искажений дислокационных комплексов . . . . .	202
9.6. Движение границ . . . . .	205
<b>Глава 10. Прочность отожженных кристаллов . . . . .</b>	<b>210</b>
10.1. Введение . . . . .	210
10.2. Напряжение Пайерлса . . . . .	212
10.3. Взаимодействие точечных дефектов с дислокациями . . . . .	219
10.4. Блокирование и фрикционное упрочнение . . . . .	226
10.5. Напряжение отрыва дислокации . . . . .	227
10.6. Упрочнение частицами выделений . . . . .	233
10.7. Упрочнение при упорядочении . . . . .	240
<b>Глава 11. Упрочнение с помощью дислокаций . . . . .</b>	<b>245</b>
11.1. Введение . . . . .	245
11.2. Типичные кривые деформационного упрочнения . . . . .	246
11.3. Пластические искажения и зуб текучести . . . . .	250
11.4. Теория пластического течения . . . . .	257
11.5. Механическое упрочнение . . . . .	267
<b>Литература для дополнительного чтения . . . . .</b>	<b>271</b>

**Д. ХАЛЛ**

## **ВВЕДЕНИЕ В ДИСЛОКАЦИИ**

(структура и свойства дислокаций)

Редактор **Н. А. Носова**

Художественный редактор **А. С. Александров**

Технический редактор **Н. А. Власова**

Корректор **Г. Л. Кокосова**

Сдано в набор 21.III.1968 г. Подписано в печать 25.VII.1968 г. Формат 84×108<sup>1</sup>/<sub>32</sub>

Бумага типографская № 2 Усл. печ. л. 14,7 Уч.-изд. л. 13,62

Тираж 4700 экз. Заказ тип. 1001 Заказ изд. 2042 Цена 1 р. 09 к.

Москва, К-31, ул. Жданова, 5/7, Атомиздат

Московская типография № 6 Главполиграфпрома

Комитета по печати при Совете Министров СССР

Москва, Ж-88, 1-й Южно-портовый пр., 17.







ЦЕНА 1 р. 09 к.